

Małgorzata Jaszczak-Skorupska

WPLYW ZJAWISK POWIERZCHNIOWYCH
NA PRZEPŁYW CIENKICH WARSTW
CIECZY NIENEWTONOWSKICH

Praca wykonana w Zakładzie
Fizykochemicznych Podstaw Inżynierii
Instytutu Chemii Fizycznej
Polskiej Akademii Nauk

Promotor:

Doc.dr hab.Stanisław Wroński

Biblioteka Instytutu Chemii Fizycznej PAN

F-B.151/76/1



70000000012651

Warszawa 1976 r.



B 151/76

P r o m o t o r o w i
Docentowi dr hab. Stanisławowi Wrońskiemu
składam podziękowanie
za opiekę i pomoc na każdym etapie
wykonywania tej pracy

SPIS TREŚCI

str.

1. Cel i zakres pracy	1
2. Przegląd literatury	5
2.1. Podstawowe informacje o mechanice płynów nie-newtonowskich	5
2.2. Zasady pomiaru własności reologicznych cieczy newtonowskich i płynów nie- newtonowskich	10
2.3. Anomalne zjawiska przy laminarnym izo- termicznym przepływie płynów w sąsiedzt- wie ściany stałej	15
2.3.1. Metody matematyczne opisu efektów przyściennych w reometrach konwencjo- nalnych	15
2.3.2. Przyrządy do badania efektów przyściennych cieczy przy niskich naprężeniach stycznych	20
2.3.3. Zagadnienie występowania efektów przy- ściennych przy przepływie jednofazowych cieczy newtonowskich	24
2.3.4. Efekty przyścienne przy przepływie sto- pionych polimerów	26
2.3.5. Efekty przyścienne przy przepływie za- wiesin, past i roztworów substancji wielkocząsteczkowych	27

	<u>str.</u>
3. Ciecze stosowane w doświadczeniach	42
3.1. Wzorcowe ciecze newtonowskie	42
3.1.1. Woda destylowana	42
3.1.2. Wzorce wiskozymetryczne	42
3.1.3. Olej transformatorowy	43
3.2. Roztwory polimerów	44
3.2.1. Poliwinylpiperolidon - dwuprocentowy roztwór wodny	44
3.2.2. Alkohol poliwinylowy - 6,6% roztwór wodny	45
3.2.3. Sól sodowa karboksymetylocelulozy - roztwory wodne 2% i 0,2 %	46
4. A p a r a t u r a	49
4.1. Weryfikacja kanału otwartego o przekroju prostokątnym jako reometru do badania zjawisk przyściennych	49
4.1.1. Wprowadzenie	49
4.1.2. Sformułowanie problemu	54
4.1.3. Metoda obliczenia	57
4.1.4. Część doświadczalna	59
4.1.5. Porównanie wartości szybkości objętościowej przepływu zmierzonych i obliczonych na podstawie wzorów teoretycznych	63
4.1.6. Prędkości liniowe cieczy w kanale	65
4.1.7. Wnioski	66
4.2. Weryfikacja przewodu o przekroju prostokątnym jako reometru do badania zjawisk przyściennych	67
4.2.1. Wprowadzenie	67
4.2.2. Konstrukcja reometru szczelinowego	72
4.2.3. Weryfikacja reometru szczelinowego. Sposób wykonywania pomiarów w tym przyrządzie	79

4.3. Reometr rotacyjny o cylindrach współ- osiowych	79
5. Badanie występowania zjawisk przyściennych przy przepływie niektórych cieczy	80
5.1. Woda destylowana	80
5.2. Poliwinylpirolidon - dwuprocentowy roztwór wodny	83
5.3. Alkohol poliwinylowy - 6,6% roztwór wodny	91
5.4. Roztwory wodne soli sodowej karboksymetylo- celulozy	96
5.4.1. Roztwór 0,2%. Pomiar w reometrze szczelinowym	97
5.4.2. Roztwór 2 %	103
5.4.2.1. Omówienie doświadczeń wykonanych w reo- metrze rotacyjnym	103
5.4.2.2. Omówienie doświadczeń porównawczych wy- konanych w reometrach szczelinowym i rotacyjnym	109
6. Wnioski	114
7. Podsumowanie wyników pracy	116
8. Piśmiennictwo cytowane	118
9. Oznaczenia	122
10. Dodatek do pracy /w osobnym tomie/	

1. Cel i zakres pracy.

Przepływ cienkich warstw i strumieni cieczy nienewtonowskiej w szczelinach lub kanałach zamkniętych /bez powierzchni swobodnej/ stanowi istotny fragment wielu procesów przemysłowych: filtracji zawiesin lub szlamów ciała stałego w roztworach polimerów, filtracji zawiesin w polimerach stopionych, wyłaczania stopionych polimerów, odzysku ropy naftowej z podziemnych obszarów roponośnych metodą wypierania roztworem polimerów. Natomiast spływ warstewek cieczy nienewtonowskich posiadających powierzchnię swobodną odbywa się przy powlekaniu, malowaniu oraz w niektórych typach wymienników masy.

W ostatnich latach wzrasta zastosowanie spływu cienkich warstw cieczy również do celów pomiarowych w związku z wyznaczaniem współczynników wnikania masy na granicy ciało stałe-ciecz i gaz-ciecz.

Ruch cienkiej warstwy lub strumienia cieczy odbywa się prawie we wszystkich przyrządach do pomiaru jej własności reologicznych. Wynika to z niewielkich rozmiarów tych przyrządów oraz z konieczności zapewnienia prawidłowych warunków wykonywania pomiarów, szczególnie stałości temperatury poruszającej się cieczy.

Jak wiadomo, w niektórych przypadkach zjawiska zachodzące w bezpośrednim sąsiedztwie powierzchni ograniczającej strumień cieczy mogą wpływać w sposób istotny na jej przepływ.

Obecność efektów przyściennych przy przepływie laminarnym stwierdzano przeprowadzając pomiary w różnych aparatach i przyrządach /patrz rozdział 2.3/. Zjawiska te występowały najczęściej w układach ciekłych wielofazowych jak zawiesiny, szlamy i pasty. Istnieją jednak także doniesienia o zaobserwowanych przyściennych anomaliach przepływu stopionych polimerów

i roztworów polimerów. Nawet dla wody można znaleźć w literaturze wzmianki o oddziaływaniu rodzaju materiału ściany lub sposobu obróbki jej powierzchni na szybkość przepływu, co jest sprzeczne z panującym ogólnie poglądem, że jednoskładnikowe ciecz newtonowskie nie wykazują żadnych efektów przyściennych. Jak wiadomo, istnieje obszerna literatura dotycząca zjawisk przyściennych w ruchu burzliwym. Opublikowano szereg prac, w których stwierdzono, że dodanie do cieczy newtonowskiej płynącej ruchem burzliwym małej ilości /rzędu setnej lub tysięcznej części procenta/ polimeru o długim łańcuchu, co praktycznie nie zmienia gęstości, lepkości ani napięcia powierzchniowego cieczy, może znacznie, na przykład o połowę^{1/}, zmniejszyć opory przepływu burzliwego. Ten tak zwany efekt Tomsa^{2/}, który uwidacznia się tylko przy burzliwym ruchu cieczy, uzyskiwano realizując przepływy w różnych układach geometrycznych^{3/}; w ostatnich latach opublikowano wiele prac dotyczących tego zagadnienia, dostępne są także ich przeglądy^{4/}. Udowodniono doświadczalnie, że główną rolę w redukcji oporów odgrywa obszar cieczy przylegający bezpośrednio do ściany stałej^{1,3/}, w którym przepływ ulega modyfikacji po dodaniu polimeru zmieszanego homogenicznie z cieczą lub wtryskiwanego do warstwy przyściennej.

Rozpatrywane w literaturze przyczyny występowania efektów przyściennych są różne w przypadku ruchu burzliwego i laminarnego.

Przy przepływie burzliwym istotną rolę przypisuje się obecności cząsteczek polimeru adsorbujących się na ścianach przewodów oraz własnościom sprężystym tych cząsteczek. Proponowano różne mechanizmy dla objaśnienia efektu Tomsa^{4/} oraz

opracowywano odpowiadające im modele matematyczne^{3/}. Żaden z nich nie został jeszcze powszechnie zaakceptowany. Skomplikowane zagadnienie przyczyn powodujących efekty przyścienne przy przepływie burzliwym nie będzie tu omawiane, ponieważ badanie tych zjawisk nie wchodzi w zakres pracy.

Za przyczynę występowania reologicznych zjawisk przyściennych w ruchu laminarnym uważano najczęściej działanie sił hydrodynamicznych powodujące utworzenie się przy ścianie warstewki cieczy złożonej głównie z ośrodka rozpraszającego. Dotyczy to zwłaszcza układów wielofazowych. Niektórzy autorzy sugerowali zależność wykrytego przez nich "poślizgu" cieczy od wielkości energii powierzchniowej na granicy faz ściana stała - ciecz^{5/}. Efekty przyścienne tłumaczono też niekiedy tworzeniem się przy ścianie obszaru cieczy o odmiennej strukturze spowodowanej utrudnieniem ruchu termicznego cząsteczek^{6/} lub zjawiskiem adsorpcji^{7,8,9,10/}.

Obecność zjawisk przyściennych wykrywanych w doświadczeniach reometrycznych stwierdzano na drodze pośredniej, gdy występowały nie dające się inaczej wytłumaczyć niezgodności między teoretycznym opisem przepływu płynu, a wynikami pomiarów. W niektórych przypadkach niezgodności te mogły być spowodowane przez inne przyczyny^{11,12,13/}.

Rozważenie ogólnie stosowanych metod matematycznych opisu zjawisk przyściennych wskazuje, że mierzone prędkości poślizgu są wielkościami efektywnymi. Ich wartości mogą więc zależeć od własności przyrządów, w których się je oznacza.

Występowanie efektów przyściennych przy laminarnym przepływie roztworów polimerów stwierdzano zarówno w reometrach jak i w złożach ziarnistych. Istnieje jednak wiele prac, w których stosowano zależności matematyczne dotyczące przepływu

roztworów polimerów bez uwzględnienia możliwości pojawienia się zjawisk przyściennych.

Dla uzyskania zgodnych z rzeczywistością rozwiązań równań opisujących ruch cieczy istotne jest prawidłowe sformułowanie warunków brzegowych na powierzchniach ją ograniczających. Dotyczy to zarówno interpretacji wyników pomiarów własności reologicznych płynów jak i wykorzystywania rezultatów tych pomiarów do ilościowego przewidywania procesów przepływowych stosowanych w praktyce, a mianowicie przy wyznaczaniu następujących istotnych parametrów procesów:

rozkładu prędkości liniowej w strumieniu cieczy płynącej ruchem laminarnym,

spadku ciśnienia w przetłaczanej cieczy.

Celem pracy było znalezienie odpowiedzi na pytanie, czy poślizg roztworów polimerów stwierdzany przez niektórych autorów w zakresie niskich naprężeń stycznych jest ogólną własnością hydrodynamiczną tego rodzaju cieczy, czy też wynikał ze szczególnych cech badanych układów, a w szczególności, czy był związany ze stanem powierzchni stałej ograniczającej strumień cieczy.

Podjęte badania dotyczyły izotermicznych przepływów laminarnych, w zakresie niskich naprężeń ścinających. Przepływającą ciecz traktowano jako ośrodek ciągły, bez wnikania w jej strukturę wewnętrzną.

Zrealizowanie programu badań wymagało weryfikacji jednego z reometrów stosowanych dotychczas w badaniach efektów przyściennych cieczy, opracowania przyrządu pozwalającego na do-

godną zmianę stanu powierzchni ściany stałej ograniczającej ciecz oraz wykorzystania tego przyrządu do badania zjawisk przyściennych w roztworach polimerów. Pomiary wykonywano posługując się dwoma reometrami różnych typów, co pozwoliło na porównanie niektórych wyników.

2. Przegląd literatury.

Zastosowany w tej pracy opis matematyczny zagadnień przepływowych jest oparty na podstawowych równaniach mechaniki płynów, której pojęcia i twierdzenia zostały wyłożone w szeregu doskonałych podręczników. Istnieją także monografie, w których omówiono własności reologiczne cieczy nienewtonowskich.

W pracy będzie stosowane słownictwo zgodne z polską książką Z.Kembłowskiego "Reometria płynów nienewtonowskich".

2.1. Podstawowe informacje o mechanice płynów nienewtonowskich.

Parametry reologiczne płynu wyznacza się najczęściej realizując jego przepływ wiskozymetryczny. Jest to przepływ laminarny, izotermiczny, ustalony i uformowany, o prędkości skierowanej wzdłuż jednej z osi ortogonalnego układu współrzędnych i o kształcie geometrycznym strumienia pozwalającym na wyznaczenie rozkładu naprężeń w cieczy przez analityczne rozwiązanie równania ruchu przy znanych warunkach brzegowych.

Dokonanie odpowiednich pomiarów i obliczeń pozwala określić szybkość ścinania w obranym punkcie strumienia cieczy. Zależność naprężenia stycznego w tym punkcie od szybkości ścinania zwana krzywą płynięcia charakteryzuje własności reologiczne badanej cieczy, przy czym wyznaczone parametry mają charakter wielkości fizycznych, a nie tylko wskaźników porównawczych.

Stosowanie wyników pomiarów przeprowadzonych w reometrze do uzyskania ściślejszego opisu matematycznego przepływów bardziej skomplikowanych wymaga zazwyczaj teoretycznego uogólnienia otrzymanej doświadczalnie zależności między naprężeniem stycznym i szybkością ścinania na przypadek, w którym więcej niż jedna składowa styczna naprężenia jest różna od zera. Konieczne staje się podanie ogólnej zależności między tensorem naprężeń τ i podwojonym tensorem szybkości odkształceń Δ .

Dla nieściśliwego płynu newtonowskiego uogólnienie to ma znaną postać

$$\tau = \mu \Delta - p \delta \quad /1/$$

μ - współczynnik lepkości dynamicznej, p - ciśnienie, δ - symbol Kroneckera.

Podstawiając wzór /1/ do równania ruchu otrzymuje się równanie Naviera-Stokesa, które można rozwiązać analitycznie tylko w niewielu przypadkach. Uzyskiwanie rozwiązań numerycznych stanowi temat podejmowanych obecnie prac, przy czym matematycy znajdują się na etapie opracowywania samych metod rozwiązywania numerycznego.

Dla cieczy nienewtonowskich reostabilnych, nie wykazujących przy przepływie efektów naprężeń normalnych, postawiono hipotezę, że ogólna zależność między tensorami naprężeń i szybkości odkształceń ma postać

$$\tau = \mu_0 \Delta - p \delta \quad /2/$$

Lepkość uogólniona μ_0 jest to skalar będący funkcją niezmienników przekształceń liniowych tensora Δ .

Istnieją trzy takie inwarianty:

1/ Ślad tensora

$$J_1 = \text{tr } \Delta = \Delta : \delta = \Delta_{11} + \Delta_{22} + \Delta_{33} ,$$

który dla płynu nieściśliwego jest równy zeru.

2/ Podwójny iloczyn skalarny czyli skalar otrzymany przez pełne nasunięcie tensora

$$J_2 = \Delta : \Delta$$

3/ Wyznacznik tensora

$$J_3 = \det \Delta$$

Zostało wykazane teoretycznie, że jeśli przy prostym ścinaniu nie występują w cieczy naprężenia normalne, to lepkość uogólniona nie jest funkcją trzeciego inwariantu. Ponadto dla wielu układów geometrycznych w których odbywa się przepływ $\det \Delta = 0$. Przyjmuje się więc, że lepkość uogólniona zależy tylko od J_2 .

Dysponując zależnością między naprężeniem stycznym i szybkością ścinania wyznaczoną doświadczalnie w reometrze, szuka się takiej funkcji $\mu_o = \mu_o(\Delta : \Delta)$, aby dla przepływu reometrycznego redukowała się do zależności empirycznej.

Podstawiając do równania ruchu wyznaczoną postać tensora naprężeń uzyskuje się równanie dla nienewtonowskiej cieczy reo-stabilnej odpowiadające określonej obranemu modelowi lepkości uogólnionej. Jest to równanie różniczkowe cząstkowe nieliniowe o skomplikowanej postaci. Hipotezy lepkości uogólnionej nie uważa się za w pełni potwierdzoną doświadczalnie. Prawdopodobnie przyczyną tego stanu są trudności z uzyskaniem wystarczająco dokładnych rozwiązań numerycznych równania ruchu nawet dla stosunkowo prostych przepływów niewiskozymetrycznych.

Poglądy na własności reologiczne płynów sprężystolepkich są oparte prawie wyłącznie na interpretacji wyników doświadczeń wykonanych w przyrządach pomiarowych. Uważa się, że płyny te zawierają cząstki elastyczne rozproszone w cieczy lepkiej, które przy ruchu ośrodka zostają rozciągnięte i stan ten utrzymuje się dopóki rozpatrywany element cieczy przepływa ze stałą prędkością. Jeżeli zanikną siły zewnętrzne działające na element cieczy, cząstki elastyczne powrócą do swego początkowego stanu równowagi uwalniając nagromadzoną energię, która jest częściowo odzyskiwana, a częściowo rozpraszana przy pokonywaniu oporu tarcia na drodze powrotu. Jest to proces relaksacji odkształcenia.

Jeżeli zahamuje się przepływ cieczy sprężystolepkiej /odkształcenie przyjmie wartość stałą/, cząstki elastyczne będą mijaly się nawzajem dokonując przepływu lepkiego usiłując powrócić do swej pierwotnej długości. Proces ten stanowi relaksację naprężenia.

Opisany jakościowy obraz zjawiska przepływu cieczy sprężystolepkiej wynika ze stwierdzonego doświadczalnie występowania dynamicznych naprężeń normalnych przy przepływie ustalonym i uformowanym, w którym element cieczy nie ulega przyspieszeniu ani opóźnieniu oraz z faktu, że ciecze te poddane naprężeniu zmiennemu w czasie, na przykład sinusoidalnemu, wykazują odkształcenie zmienne i przesunięte w fazie o pewien kąt pośredni między kątem 90° właściwym cieczy czysto lepkiej i 0° właściwym ciału doskonale sprężystemu.

Interpretując wyniki doświadczeń wykonanych w przyrządach, w których odbywa się przepływ wiskozymetryczny, takich jak reogoniometr lub reometr rotacyjny o cylindrach współosiowych, zakłada się następujący charakter zależności między naprężeniem

stycznym τ_{yx} i szybkością ścinania $\dot{\gamma}$

$$\tau_{yx} = \tau_{xy} = \mu(\dot{\gamma}) \cdot \dot{\gamma} \quad /3/$$

Wyznaczanie różnic normalnych naprężeń dewiatorowych odbywa się na podstawie równania ruchu uproszczonego odpowiednio do rozpatrywanej geometrii przepływu, przy założeniu, że istnieją trzy niezerowe składowe normalne dewiatora naprężeń będące funkcją szybkości ścinania, które nie wpływają na wartość składowej stycznej naprężenia. Istotnie, dla przepływów wiskozymetrycznych normalne naprężenia dewiatorowe nie występują w równaniu ruchu na podstawie którego oblicza się rozkład naprężeń stycznych.

Wartości naprężeń dewiatorowych można, obok innych metod, wyznaczyć na podstawie własności optycznych przepływającej cieczy, jeżeli jest ona przezroczysta. Bada się zjawisko podwójnego załamania światła /dwojłomność cieczy/. Przeprowadzono pomiary dla roztworów polimerów i polimerów stopionych stosując metodę reo-
goniometryczną oraz oznaczając dwojłomność cieczy. Uzyskano bardzo dobrą zgodność wartości stosunku $S_0 = \frac{P_{11} - P_{22}}{\tau_{12}}$ zwanego odzyskiwalnym ścinaniem wyznaczonym obydwiema metodami. Związek między anizotropią mechaniczną i optyczną stanowi obecnie przedmiot zainteresowania badaczy.

Teoria płynu sprężystolepkiego jest złożona. W literaturze opisano zależności między naprężeniem i odkształceniem ujmujące własności tych cieczy zależne od czasu przebiegu procesu odkształcenia. Omawia się także dopuszczalność stosowania postaci uproszczonych odpowiednich zależności oraz zgodność modeli matematycznych z doświadczeniem.

Stosowane obecnie opisy przepływu płynów sprężystolepkich w przyrządach pomiarowych są oparte na równaniu ruchu o postaci ogólnie znanej w mechanice ośrodków ciągłych; tensor naprężeń rozważa się jako symetryczny.

2.2. Zasady pomiaru własności reologicznych cieczy newtonowskich i płynów nienewtonowskich.

W reometrach realizuje się często te same typy przepływów wiskozymetrycznych przy pomiarze własności reologicznych zarówno cieczy newtonowskich jak i płynów nienewtonowskich. Zasada pomiaru jest jednak inna. Stanowi to jedną z przyczyn odmiennych konstrukcji przyrządów pomiarowych stosowanych do obydwu grup cieczy.

Działanie wiskozymetrów do cieczy newtonowskich stosowanych w praktyce laboratoryjnej jest oparte na zasadach porównawczych. Wartość lepkości oblicza się, traktując jako stałą określoną grupę wielkości wchodzących do wzoru fizycznego opisującego zjawisko przepływu. Grupa ta jest związana z budową i działaniem samego przyrządu, przede wszystkim z wymiarami geometrycznymi części pomiarowej. Wartość stałej wyznacza się cechując przyrząd cieczą wzorcową. Jeżeli jest znana lepkość jednej cieczy, lepkości innych można zmierzyć stosunkowo łatwo.

Podstawę wiskozymetrii stanowi bardzo dokładny pomiar absolutny lepkości wzorca I rzędu za jaki uznano wodę w 20°C pod ciśnieniem około 1 atmosfery. Prace, które bezpośrednio doprowadziły do wyznaczenia uznawanej obecnie wartości tego wzorca wykonano w National Bureau of Standards w Waszyngtonie. Oznaczają się one doskonałym opracowaniem matematyczno-fizycznych podstaw doświadczeń, wnikliwym rozważeniem popełnianych błędów i dużą precyzją eksperymentalną. Badania trwały 40 lat. W podstawowej pracy^{14/} wyznaczono lepkość wody metodą przepływu w wyselekcjonowanych kapilarach o dokładnie zmierzonych wymiarach opierając interpretację wyników na równaniu Poiseuille'a.

W mierzonej różnicy ciśnień między zbiornikami cieczy wlotowym i wylotowym wiskozymetru kapilarnego mają swój udział efekty występujące na końcach kapilar /zaburzenia wlotowe, nadanie cieczy energii kinetycznej, uformowanie ustalonego profilu prędkości/. Proporcjonalną do szybkości przepływu poprawkę na przepływ lepki w zbiornikach udało się wyeliminować stosując metodę porównawczą - otrzymując dane pomiarowe dla par kapilar posiadających prawie te same średnice, lecz różne długości. Poprawka na nadanie cieczy energii kinetycznej, proporcjonalna do kwadratu objętościowej szybkości przepływu wahała się od 0,3 do 5 %^{15/}.

Pożądane szybkości przepływu wody w kapilarze uzyskiwano wprowadzając rtęć ze stałą i znaną szybkością do zbiornika wlotowego. Ruch rtęci odbywał się pod działaniem tłoka przesuwanego z ustaloną szybkością przez precyzyjne mechaniczne urządzenie napędzające. /Wykonany później pomiar różnicy ciśnień przyrządem o małej bezwładności działania pozwolił wykryć fluktuację szybkości przepływu posiadającą wysoką częstość^{17/}/.

Różnicę ciśnień między zbiornikami mierzono różnicowym manometrem rtęciowym U-rurkowym, w którym położenie poziomu rtęci ustalano przez dotknięcie kalibrowanym prętem połączonym z mikrometrem; dotknięcie pręta do rtęci zamykało obwód elektryczny. Zmierzona wartość lepkości wody w 20°C wynosiła $1,0019 \pm 0,0003$ cP.

Zauważono jednak, że wszystkich dotychczasowych pomiarów dokonano na podstawie bardzo podobnych eksperymentów z przepływem w kapilarze, z którymi wiązała się konieczność stosowania półempirycznych poprawek. Uznano, że ze względu na możliwość występowania nieznanymi błędów systematycznych nie powin-

no się opierać realistycznej oceny dokładności wzorca tylko na jednym typie doświadczeń. Podjęto więc jeszcze zadanie wykonania dwóch niezależnych pomiarów absolutnych. W pracach tych mierzono bezpośrednio lepkość sebacynianu dwu-2-etyloheksylu, cieczy o lepkości około 20 razy większej niż woda i o znacznie niższej prężności pary. Następnie przy pomocy pomiarów lepkości względnej w konwencjonalnych wiskozymetrach kapilarnych wyrażano wyniki jako lepkość wody w 20°C.

W jednej z prac^{16/} mierzono okres oscylacji skrętnych kuli wypełnionej badaną cieczą zawieszoną na elastycznym drucie, znajdującej się w próżni lub pod ciśnieniem atmosferycznym. Na podstawie poprzednio przeprowadzonej analizy fizycznej znany był wzór uzależniający okres oscylacji od lepkości kinematycznej cieczy zawartej w kuli oraz od szeregu innych wielkości fizycznych, które zmierzono. Oznaczona lepkość wody w 20°C wynosiła 1,006 cP, a suma wszystkich błędów systematycznych, które zdołano zidentyfikować nie przekraczała $\pm 0,07\%$.

W drugiej pracy^{17/} zastosowano zmodyfikowaną technikę przepływu przez kapilarę. Zamknięty kanał o przekroju poprzecznym nie zmieniającym się z długością otrzymano dociskając do płaszczyzny dwa cylindry o jednakowej średnicy. Otrzymało prosty przewód o przekroju poprzecznym przypominającym trójkąt, którego jeden bok stanowił odcinek, a dwa "boki" były łukami kół. Dla wyeliminowania efektów końcowych na wlocie i wylocie cieczy z kanału, przewody do pomiaru ciśnienia odprowadzono od płaskiej ściany przewodu. Opracowano oryginalną metodę rozwiązania równania Naviera-Stokesa dla rozpatrywanego zagadnienia otrzymując następującą zależność

$$\nu = \Gamma \frac{\Delta p}{L} \frac{R^4}{Q_m} \quad /4/$$

R_1 - promień walca, Q_m - szybkość masowa przepływu,

$\Gamma = 3,64872 \cdot 10^{-3}$ jest to bezwymiarowa stała geometryczna dla rozpatrywanego kształtu przekroju poprzecznego kanału. Wyznaczona wartość lepkości wody w 20°C wynosiła 1,0008 cP. Całkowity prawdopodobny błąd oznaczenia oceniono na $\pm 0,1$ procenta.

Między wartościami lepkości wody w 20°C wyznaczonymi trzema metodami występują różnice przekraczające oszacowane maksymalne granice błędów systematycznych każdej z prac. Uznano jednak^{15/}, że nie ma podstaw, aby którykolwiek z wyników uważać za bardziej poprawny niż pozostałe. Postanowiono nie zmieniać wartości 1,002 cP stosowanej obecnie ogólnie jako wspólna baza przy kalibrowaniu wiskozymetrów porównawczych. Niepewność co do wartości wzorca nie wpływa na zgodność pomiarów względnych w różnych laboratoriach. W przypadkach, gdy jest ważna prawdziwa lepkość cieczy, wartościom opartym na lepkości wody wynoszącej w 20°C 1,002 cP należy przypisać niepewność $\pm 0,25$ procenta.

Wartość $1,002 \cdot 10^{-3} \text{ Nsm}^{-2}$ /1,002 cP/ jako dynamiczna lepkość wody w 20°C została w Polsce ustanowiona państwowym wzorcem I rzędu dla lepkości dynamicznej^{18/}. Woda powinna pochodzić ze źródeł naturalnych i być świeżo destylowana przez niekorodującą szklaną lub kwarcową kolumnę laboratoryjną.

Wiskozymetry wzorcowe dla cieczy newtonowskich są to szklane wiskozymetry kapilarne specjalnie zaprojektowane dla zmniejszenia błędów związanych z różnicami napięcia powierzchniowego cieczy, nadaniem energii kinetycznej i efektami końcowymi w ka-

pilarach. Spływ cieczy odbywa się pod wpływem siły grawitacyjnej. Wartość lepkości wzorców, którymi są stabilne ciecze newtonowskie /oleje/ wyznacza się metodą porównawczą kalibrując wodą wiskozymetry wzorcowe, mierząc lepkość wzorca II rzędu, kalibrując nim następne wiskozymetry wzorcowe o większej średnicy kapilary, mierząc lepkość wzorca III rzędu i tak dalej. Stosowane obecnie standardowe metody pomiarowe i właściwy dobór cieczy używanych jako wzorce powodują, że błędy systematyczne związane z kalibrowaniem wiskozymetrów "techniką stopniową" są uważane za niewielkie /rzędu 0,1 %/ dla cieczy o lepkości do $1 \text{ P}^{15}/$. W Polsce prace badawcze z omawianej dziedziny prowadzi Pracownia Wiskozymetrii Polskiego Komitetu Normalizacji i Miar.

Dla różnych typów wiskozymetrów porównawczych do cieczy newtonowskich stosowanych w praktyce laboratoryjnej były rozważane źródła właściwych im błędów pomiarowych w celu opracowania prawidłowej konstrukcji przyrządów oraz sposobu wykonywania pomiarów i obliczeń. Rezultatem tych prac są między innymi odpowiednie normy^{20/}, a także instrukcje obsługi wiskozymetrów podawane przez producentów.

Reometry do pomiaru własności płynów nienewtonowskich są wszystkie przyrządami absolutnymi, gdyż nie wiedząc z góry, jaki model reologiczny spełnia badany płyn, nie można posługiwać się metodami porównawczymi. Z tego powodu parametry reologiczne płynów nienewtonowskich mierzy się, przy tej samej precyzji wykonania przyrządu, ze znacznie mniejszą dokładnością niż lepkość newtonowską. Błąd wykonanego pomiaru zależy nie tylko od cech reometru, lecz także od własności badanej cieczy - dlatego musi być zawsze oceniany bezpośrednio przez użytkownika przy-

rzędu. Do pomiarów własności czysto lepkich najczęściej stosuje się reometry kapilarne i rotacyjne o cylindrach współosiowych.

2.3. Anomalne zjawiska przy laminarnym izotermicznym przepływie płynów w sąsiedztwie ściany stałej.

Uzyskiwane wyniki pomiarów parametrów reologicznych płynów zależały niekiedy od wymiarów geometrycznych obszaru zajętego przez badaną substancję w przyrządzie pomiarowym lub od stanu powierzchni ściany sąsiadującej z płynem. Omawiane zjawiska zwane efektami przyściennymi, efektem sigma lub efektywnym poślizgiem dodatnim czy ujemnym przypisuje się najczęściej powstawaniu w poruszającym się strumieniu na jego granicy ze ścianą stałą warstewki substancji o własnościach odmiennych od rdzenia płynu.

Wyznaczanie parametrów reologicznych płynów wykazujących efekty przyścienne zazwyczaj przeprowadzano wykonując pomiary w reometrze kapilarnym przy zastosowaniu kapilar o kilku różnych średnicach lub w reometrze rotacyjnym o cylindrach współosiowych przy różnych wartościach stosunku promienia cylindra wewnętrznego do zewnętrznego.

Sposoby uwzględniania efektów przyściennych w matematycznym opisie ruchu cieczy w wymienionych przyrządach były szczególnie intensywnie opracowywane około roku 1930 w związku z badaniami własności przepływowych zawiesin i past.

2.3.1. Metody matematyczne opisu efektów przyściennych w reometrach konwencjonalnych.

M.Reiner^{21/} wyprowadził wzory opisujące ruch uogólnionego ciała Bingham /nieliniowego płynu plastyczno-lepkiego/ w reometrach kapilarnym i rotacyjnym o cylindrach współosiowych przy

założeniu, że w przyrządach tych tworzą się przyścienne warstewki cieczy newtonowskiej o skończonej grubości oraz że prędkość przepływu jest ciągła na granicy warstewki przyściennej i rdzenia płynu, a zerowa na ścianie stałej. Równania dla uogólnionej cieczy newtonowskiej i prostego ciała Binghama stanowią szczególne przypadki zależności ogólnej. Otrzymane wzory mają skomplikowaną postać. Zależności tego typu nie umożliwiają interpretacji wyników doświadczeń z płynem o nieznanym własnościach.

Stosowane w literaturze sposoby podejścia do zagadnienia pozwalają na opis ruchu płynów wykazujących efekty przyścienne, lecz tylko przy wprowadzeniu wielkości efektywnych lub przy przyjęciu pewnych wstępnych założeń dotyczących własności płynu.

Zależności dla reometru kapilarnego.

R.K.Schofield i G.W.Scott-Blair^{22/} posługiwali się pojęciem wielkości sigma, była to pochodna średniej prędkości liniowej w kapilarze względem naprężenia przy ścianie, dla największego naprężenia dla którego przepływ był jeszcze laminarny.

$$\sigma = \frac{d \left(\frac{Q}{\pi R^2} \right)}{d \left(\frac{\Delta p R}{2 L_k} \right)} = \frac{2 L_k}{\pi R^3} \frac{dQ}{d / \Delta p /} \quad /5/$$

Q - szybkość objętościowa przepływu; Δp - spadek ciśnienia w płynącej cieczy na odcinku kapilary o długości L_k ; R - promień kapilary.

Przy założeniu, że w warstewce przyściennej o grubości δ_p , niezależnej od promienia kapilary R ciecz ma lepkość μ_w , a w rdzeniu μ_o , otrzymuje się, stosując wzór Poiseuille'a:

$$\frac{dQ}{d/\Delta p /} = \frac{\pi R^4}{8 L_k} \frac{1}{\mu_w} - \frac{\pi / R - \delta_p / ^4}{8 L_k} \cdot \left(\frac{1}{\mu_w} - \frac{1}{\mu_o} \right) \quad /6/$$

Gdy $\delta_p \ll R$, tangens kąta nachylenia prostej na wykresie σ w zależności od R wynosi w przybliżeniu $\frac{1}{4\mu_0}$.

$$\lim_{R \rightarrow 0} \sigma = \delta_p \left(\frac{1}{\mu_w} - \frac{1}{\mu_0} \right) = \sigma_0 \quad /7/$$

/rzędna punktu przecięcia wykresu z osią σ /.

W nieobecności efektów przyściennych $\sigma_0 = 0$.

Stosując metodę interpretacji efektów przyściennych opracowaną przez J.G.Oldroyda^{23/} zakłada się, że w przyściennej warstwie płynu ulega zmianie zależność funkcyjna łącząca naprężenie styczne i szybkość ścinania, określona w każdym punkcie płynu, a jednakowa w jego rdzeniu

$$\frac{dv}{dr} = f \left(\frac{r \tau_w}{R} \right) \quad 0 \leq r \leq R - \delta_p \quad /8/$$

$$\frac{dv}{dr} = f(\tau) + g \left(\delta_p, \frac{r \tau_w}{R}, R-r \right) \quad R - \delta_p < r \leq R$$

Szybkość ścinania ustalonego i uformowanego przepływu laminarnego płynu izotropowego w kapilarze określa znany wzór Rabinowitscha-Mooneya^{24/}. Ogólne równanie przepływu w kapilarze:

$$\frac{Q}{\pi R^3} = \frac{1}{\tau_w^3} \int_0^{\tau_w} \tau^2 f(\tau) d\tau \quad /9/$$

Płynność pozorną zdefiniowaną na podstawie wzoru Poiseuille'a

$$\Phi_k = \frac{8 Q}{\pi R^4 \frac{\Delta p}{L_k}} = \frac{4 Q}{\pi R^3 \tau_w} \quad /10/$$

można przedstawić w postaci

$$\Phi_k = \frac{4}{\tau_w^4} \int_0^{\tau_w} \tau^2 f(\tau) d\tau = F \left(\frac{1}{\tau_w} \right). \quad /11/$$

Jeżeli istnieją efekty przyścienne

$$\Phi_k = F\left(\frac{1}{\tau_w}\right) + \frac{4}{\tau_w^4} \int_{\tau_w}^{\tau_w} \tau^2 g\left[\delta_p, \tau, R \left(1 - \frac{\tau}{\tau_w}\right)\right] d\tau \quad /12/$$

Stosując do całki po prawej stronie podstawienie

$$R \left(1 - \frac{\tau}{\tau_w}\right) = w \quad w - \text{odległość od ściany kapilary}$$

i uwzględniając, że $\tau = \frac{(R-w) \tau_w}{R} \approx \tau_w$ /13/

$$\Phi_k = F\left(\frac{1}{\tau_w}\right) + \frac{4}{R \tau_w} \int_0^{\delta_p} g(\delta_p, \tau, w) dw \quad /14/$$

Po wprowadzeniu pojęcia efektywnego współczynnika poślizgu β o którym zakłada się, że jest funkcją naprężenia ścinającego przy ścianie

$$\Phi_k = F\left(\frac{1}{\tau_w}\right) + \frac{4\beta(\tau_w)}{R} \quad /15/$$

Wykreślenie zależności Φ_k od $\frac{1}{R}$ przy określonym τ_w pozwala wyznaczyć $4\beta(\tau_w)$.

Jeżeli płyn nie wykazuje efektów przyściennych, punkty na wykresie Φ_k w zależności od $\frac{1}{\tau_w}$ otrzymane dla rur o różnej średnicy leżą na jednej krzywej.

Obecnie najczęściej jest stosowana metoda obliczeniowa opracowana przez M. Mooneya^{24/}. Odrzuca się w sposób formalny warunek brzegowy zerowej prędkości płynu na granicy ze ścianą stałą, a wprowadza niezerową prędkość poślizgu przez co zostają uwzględnione skutki istnienia cienkiej przyściennej anomalnej warstwy płynu. Otrzymuje się wzór

$$\frac{Q}{\pi R^3} = \frac{v_p}{R} + \frac{1}{\tau_w^3} \int_0^{\tau_w} \tau^2 f(\tau) d\tau \quad /16/$$

Zakładając, że prędkość poślizgu jest funkcją naprężenia stycznego przy ścianie można wyznaczyć v_p z wykresu uzależniającego

$\frac{Q}{\pi R^3}$ od $\frac{1}{R}$ przy stałym τ_w .

Współczynnik poślizgu oblicza się z wzoru /16/ dzieląc go stronami przez τ_w i biorąc pod uwagę, że

$$\beta(\tau_w) = \frac{v_p(\tau_w)}{\tau_w} \quad /17/$$

Metody obliczeniowe współczynnika poślizgu na podstawie równania /15/ i zmodyfikowanego wzoru /16/ są równoważne.

J.G.Oldroyd wykazał, a B.A.Toms potwierdził doświadczalnie^{25/} /dla roztworu polimetakrylanu metylu w monochlorobenzenie o stężeniu większym niż 2,5 g/l/, że σ_o /wzór 7/ można w przybliżeniu identyfikować ze współczynnikiem poślizgu β przy najwyższych naprężeniach ścinających, dla których przepływ pozostaje jeszcze laminarny.

Zależności dla reometru rotacyjnego o cylindrach współosiowych.

Sposób interpretacji efektów przyściennych występujących w reometrze rotacyjnym opracowany przez M.Mooneya^{24/} pozwala na wyznaczenie efektywnego współczynnika poślizgu na podstawie pomiarów wykonanych dla trzech zestawów wymiarów cylindrów wewnętrznych i zewnętrznych: R_a, R_b ; R_b, R_c ; R_a, R_c .

Współczynnik odpowiadający naprężeniu stycznemu na powierzchni cylindra zewnętrznego o promieniu R_b oblicza się ze wzoru

$$\beta(\tau_w) = \frac{2 \pi^2 R_b^2}{M} (n_{ab} + n_{bc} - n_{ac}) \quad /18/$$

gdzie n_{ij} - częstość obrotów cylindra reometru o promieniu wewnętrznym R_i oraz zewnętrznym R_j , której odpowiada moment skręcający M .

Jeżeli założy się, że przy ścianie stałej tworzy się wars-

tewka cieczy newtonowskiej o znanej lepkości, można znając efektywną prędkość poślizgu obliczyć efektywną grubość tej warstewki δ_p . Dla kapilary mamy zależność

$$v_p = \int_{R-\delta_p}^R \frac{\tau}{\mu} dr = \int_{R-\delta_p}^R \frac{\tau_w r}{\mu R} dr \quad /19/$$

z której wynika równanie

$$\delta_p^2 - 2 \delta_p R + \frac{2\mu R}{\tau_w} v_p = 0 \quad /20/$$

Po dokonaniu analizy efektów przyściennych koryguje się odpowiednie dane pomiarowe, a następnie wyznacza parametry reologiczne przypisywane zasadniczej masie /rdzeniowi/ płynu przyjmując, że obecność poślizgu nie zmienia jego krzywej płynięcia.

2.3.2. Przyrządy do badania efektów przyściennych cieczy przy niskich naprężeniach stycznych.

Opracowano je w celu szybkiego wyznaczania ewentualnej prędkości poślizgu, a także krzywej płynięcia badanej cieczy.

Reometr kapilarny Marona-Belnera^{26/}

Stosowano w nim przepływ cieczy nieustalony w czasie. Reometr składał się z ustawionej pionowo precyzyjnej kapilary o promieniu wewnętrznym R i długości L_k , której końce połączono ze zbiorniczkami o kształcie zbliżonym do walca: dolnym zamkniętym oraz górnym otwartym i o znanym promieniu wewnętrznym R_{zb} . Zbiorniczek dolny łączył się u-rurką z pionowo ustawioną rurką manometryczną wyposażoną w skalę milimetrową. Promień otwartej u góry, kalibrowanej rurki manometrycznej wynosił R_m . Opór przepływu w tej rurce powinien być zaniedbywalnie mały w stosunku do oporu przepływu przez kapilarę, dlatego trzeba

spełnić warunek $(R/R_m)^4 < 0,004$.

Zbiorniczki dolny i górny połączono równoległe do kapilary mierniczej, szerszą niekalibrowaną rurką z kranem przelotowym, aby ułatwić napełnianie przyrządu cieczą.

Przy zamkniętym kranie wychylano ciecz z położenia równowagi zwiększając nieznacznie ciśnienie nad słupem cieczy w rurce manometrycznej. Następnie ciśnienie to usuwano. Ciecz spływała przez kapilarę aż do osiągnięcia równowagi hydrostatycznej. W tym okresie dokonywano odczytów położenia y_m menisku w rurce manometrycznej i odpowiadających im momentów czasu t . W końcu otwierano kran i odczytywano y_{m0} - położenie menisku w rurce manometrycznej w stanie równowagi. W momencie tym drugi menisk cieczy powinien znajdować się w górnym zbiorniczku /nie w kapilarze mierniczej/.

Spadek ciśnienia w kapilarze w określonym momencie spływu wyraża wzór

$$\Delta P = g \left[\left(\frac{R_m^2}{R_{zb}^2} \right) + 1 \right] \rho h^x \quad /21/$$

gdzie $h^x = y_{m0} - y_m$

Naprężenie ścinające przy ścianie kapilary

$$\tau_w = \frac{R \Delta P}{2 l_k} \quad /22/$$

Szybkość objętościowa przepływu

$$Q = -\pi R_m^2 \left(dh^x/dt \right) \quad /23/$$

Oznaczmy $m_p = \frac{d \log h^x}{dt} \quad /24/$

Dla cieczy newtonowskiej zastosowanie wzoru Hagen-Poiseuille'a oraz zależności /21/ i /23/ prowadzi do wzoru

$$m_p = -C_2 \frac{\rho}{\mu} \quad /25/$$

$$\text{Stała } C_2 = \frac{R^4 g \left[\left(\frac{R_m^2}{R_{zb}^2} \right) + 1 \right]}{8 \cdot 2,303 \cdot L_k \cdot R_m^2} \quad /26/$$

zależy tylko od wymiarów przyrządu. Można ją zarówno obliczyć na podstawie pomiarów geometrycznych jak i wyznaczyć z doświadczenia z cieczą newtonowską. Pozwala to na kontrolę porównawczą. /W przyrządzie stosowanym przez T.Watanabe i współpracowników^{6/} różnica obydwu wartości C_2 nie przekraczała $\pm 0,8 \%$.

Dla cieczy nienewtonowskich stosunek szybkości ścinania do naprężenia stycznego przy ścianie kapilary podaje wzór wyprowadzony przy wykorzystaniu zależności J.M.Kriegera i S.H.Marona

$$\frac{\dot{\gamma}}{\tau_w} = - \frac{m_p}{C_2 \rho} \left[1 + \left(\frac{1}{4 \cdot 2,303 m_p^2} \right) \frac{dm_p}{dt} \right] \quad /27/$$

Wyprowadzenie wzoru /27/ podano w Dodatku, /rozd.10.11/.

Na podstawie zależności /27/ można wyznaczyć krzywą płynięcia w kapilarze o promieniu R , a wykonując pomiary przy zastosowaniu kapilar o różnej średnicy wykryć istnienie poślizgu i odpowiednio skorygować wyniki pomiarów.

Kanał otwarty nachylony w stosunku do poziomu.

G.Astarita, G.Marrucci i G.Palumbo^{11/} zaproponowali zastosowanie do badania efektów przyściennych grawitacyjnego spływu cienkiej warstewki cieczy w kanale otwartym o prostokątnym przekroju poprzecznym. Płaskie dno kanału było nachylone w stosunku do poziomu. Na powierzchni swobodnej cieczy nie tworzyły się fale.

Mierzonymi wielkościami były: grubość warstewki cieczy h /na podłużnej osi kanału/, masowa szybkość przepływu Q_m , szerokość kanału $2b$ oraz kąt α jego nachylenia w stosunku do poziomu.

Teoria przyrządu podana przez G.Astaritę i współpracowników jest oparta na założeniu, że przy niewielkiej grubości spływającego filmu cieczy w stosunku do jego szerokości, wzory dla kanału o szerokości nieskończonej opisują spływ z wystarczającą dokładnością. Autorzy opracowali sposób stwierdzenia występowania poślizgu i wyznaczenia jego efektywnej prędkości o której założono, że jest jednoznaczna, chociaż niesprecyzowaną, funkcją naprężenia stycznego przy ścianie.

Trzy wielkości: h , α oraz q /szybkość objętościowa cieczy na jednostkę szerokości kanału/ są powiązane zależnością funkcyjną, przy czym funkcja ta jest z założenia ciągła i ma ciągle pochodne cząstkowe. W określonym punkcie $P^x = /q^x, h^x, \alpha^x/$ przestrzeni trójwymiarowej $\{q, h, \alpha\}$ można wyznaczyć doświadczalnie następujące wielkości:

$$a^x = \left(\frac{\partial \ln h}{\partial \ln q} \right)_{\alpha^x} ; \quad b^x = - \left(\frac{\partial \ln h}{\partial \ln \sin \alpha} \right)_{q^x} \quad /28/$$

Wprowadzono oznaczenie

$$A^x = \frac{q_p^x}{q^x} = v_p \frac{h^x}{q^x} \quad /29/$$

q_p^x - szybkość objętościowa przepływu w punkcie P^x na jednostkę szerokości kanału związana z poślizgiem.

Znając dla punktu P^x wielkości a^x i b^x można obliczyć A^x na podstawie zależności

$$2a^x + b^x = 1 + A^x a^x , \quad /30/$$

a tym samym wyznaczyć prędkość poślizgu. Wyprowadzenie wzoru

/30/ podano w Dodatku, /rozdział 10.12/.

Dla cieczy newtonowskiej, gdy nie ma poślizgu,

$\Lambda^x = 0$ oraz $a^x = b^x = \frac{1}{3}$. Równość ta może służyć do kontroli działania przyrządu.

Szybkość objętościową cieczy na jednostkę szerokości kanału, gdy poślizg istnieje, podaje wzór zbliżony do wzoru /67/ z rozdziału 4.2.1 :

$$q = v_p h + \int_0^h y f(\tau) dy = v_p h + \frac{h^2}{\tau_w^2} \int_0^{\tau_w} \tau f(\tau) d\tau \quad /31/$$

Wynika z niego, że jeśli $\frac{q}{h^2}$ jest jednoznaczna funkcją naprężenia przy dnie kanału, efekty przyścienne przy przepływie badanej cieczy nie występują.

W pracy G.Astarity i współpracowników przedyskutowano teoretycznie związki między wielkościami a^x i b^x , a własnościami reologicznymi cieczy.

D.C.-H.Cheng^{13/} zaproponował, aby zamiast posługiwać się wzorem /30/ wyznaczać prędkość poślizgu w kanale z zależności /31/ wykonując wykres wielkości $\frac{q}{h}$ jako funkcji h przy stałym τ_w . Prędkość poślizgu będzie równa rzędnej punktu przecięcia wykreślonej prostej z osią q/h . Dane do wykresu otrzymywano z krzywych doświadczalnych metodą interpolacji.

Wyniki pomiarów w kanałach wykorzystywano w celu uzyskania krzywej płynięcia badanej cieczy. Prace dotyczące spływu warstewek cieczy w kanale zawierają odpowiednie wzory.

2.3.3. Zagadnienie występowania efektów przyściennych przy przepływie jednofazowych cieczy newtonowskich.

Powszechne stosowanie w mechanice płynów newtonowskich warunku brzegowego zerowej prędkości cieczy na granicy ze ścianą

stałą jest oparte na wielokrotnie obserwowanej zgodności wyników obliczeń z rezultatami doświadczeń. Omawiany warunek wydaje się jednoznaczny z założeniem przywierania cieczy do ściany, co budziło wątpliwości w przypadku opływu powierzchni nierwilzanej; spodziewano się wpływu obecności między ścianą i cieczą warstewki gazu o grubości rzędu cząsteczkowego.

Gmelin^{27/} podaje przegląd prac, w których poczynając od roku 1870 usiłowano bezskutecznie wykryć poślizg przy przepływie rtęci w kapilarach szklanych. Próba stwierdzenia wpływu zwilżalności powierzchni rury na przepływ wody dała wynik negatywny^{28/}, podobnie jak zmiana napięcia powierzchniowego wody przez dodatek substancji aktywnych^{29/}.

Brak oddziaływania zwilżalności powierzchni ciała stałe - ciecz na przepływ rtęci tłumaczone istnieniem znacznych sił adhezji, które zapobiegają zauważalnemu poślizgowi^{27/}. Mierzalne wzmocnienie tych sił przy badaniach w kapilarach szklanych nie podwyższało czasu przepływu.

Rozważanie^{28/} hipotetycznego ślizgania się cieczy po niezwilżanej przez nią ścianie stałej jako procesu suchego tarcia przy współczynniku tarcia rzędu od 0,1 do 10, analogicznym jak dla ciał stałych, prowadzi do wniosku, że przy ciśnieniu statycznym około 1 atmosfery poślizg mógłby występować, gdyby wywołane tarcie naprężenie styczne na powierzchni rozdziału było rzędu 10 - 1000 kg/m².

W przypadku wody w 20°C odpowiadałoby to gradientowi prędkości przy ścianie około 10⁶ - 10⁷ s⁻¹, a więc wielkości fizycznie nieprawdopodobnej. Argument ten był kwestionowany^{30/}: znane są współczynniki tarcia rzędu 10⁻⁴, wtedy naprężenie styczne konieczne dla wystąpienia poślizgu wynosiłoby tylko 1 kg/m², co jest wielkością prawdopodobną.

Ewentualny wpływ obecności przyściennej warstewki powietrza posiadającej grubość rzędu średnicy cząsteczki gazu o prostej budowie $/10^{-8}$ cm/ na wyniki pomiarów reometrycznych wykonywanych w temperaturze pokojowej byłby mały i niewykrywalny przy pomocy reometrów o istniejącej dokładności, nawet gdyby lepkość gazu nie ulegała zmianie pod wpływem sił adsorpcyjnych /oszacowanie M.Reinera dla rtęci w kapilarze o promieniu 0,12 mm/.

Ostatnio M.Barbin donosi o wykryciu poślizgu wody na powierzchniach hydrofobowych rurki z teflonu^{31/} oraz kapilary kwarcowej, którą kontaktowano uprzednio przez 24 godziny z terpentyną^{32/}. W opisie obydwu prac istnieją niejasności. Wykryta prędkość poślizgu na powierzchni z terpentyną wynosiła dla ruchu laminarnego kilka m/s; doświadczenia prowadzono w tych samych kapilarach, przed i po hydrofobizacji. Istnienie niezwykłych efektów wykrytych przez M.Barbina wymaga potwierdzenia doświadczalnego.

2.3.4. Efekty przyścienne przy przepływie stopionych polimerów.

W czasie ruchu lepkich płynów wykazujących silne własności sprężyste /niewulkanizowana guma, stopione polimery/ obserwowano efekty uważane za rzeczywisty poślizg po ścianie stałej pod wpływem dużych sił stycznych. Przy wypychaniu stopionych polimerów przez oczka o przekroju kołowym^{33/}, po osiągnięciu wyższych naprężeń ścinających, powierzchnia wypchniętego walca stawała się matowa, tworzyły się na niej nierówności, a nawet próbka ulegała zniszczeniu. Zjawiska te przypisywano ruchowi przylepno-poślizgowemu. Anomalie związane z przepływem stopionych polimerów omówiono w szeregu prac, wykaz niektórych z nich podają B.D.Coleman, H.Markovitz i W.Noll^{34/}.

A.P.Metzner i J.R.Knox^{35/} wykryli przyczynę rzekomego poślizgu stopionego polimeru, który stwierdzano w reometrze kapilarnym przy niskich szybkościach ścinania. Skorygowano dane doświadczalne w celu uwzględnienia strat ciśnienia w zbiorniku reometru, które dla płynów niesprężystych zazwyczaj się pomija /zbiornik i kapilarę reometru traktowano w obliczeniach jak dwie kapilary połączone szeregowo/. Doprowadziło to do otrzymania jednej zależności naprężenia stycznego od szybkości ścinania przy użyciu kapilar o różnej średnicy.

Zagadnienia dotyczące poślizgu przy przepływie stopionych polimerów są omawiane w licznych publikacjach, lecz nie będą tu szerzej rozpatrywane jako nie objęte zakresem pracy.

2.3.5. Efekty przyścienne przy przepływie zawiesin, past i roztworów substancji wielkocząsteczkowych.

Efekty przyścienne związane z adsorpcją.

Przy badaniu koloidalnych roztworów polimerów poszukuje się zależności między kształtem i wymiarami cząsteczki w roztworze, a tak zwaną "lepkością właściwą /wewnętrzną/" $[\eta]$ roztworu^{36/}, której znajomość pozwala określać stopień polimeryzacji

$$[\eta] = \lim_{c \rightarrow 0} \frac{t_1 - t_0}{t_0 \cdot c} \quad /32/$$

c - stężenie roztworu polimeru

t_0, t_1 - czasy przepływu w kapilarze tej samej objętości roztworu i roztworu polimeru.

Wykonując pomiary dla roztworów bardzo rozcieńczonych, stwierdzano niekiedy niezwykle wzrost "lepkości zredukowanej"

$$\eta = \frac{t_1 - t_0}{t_0 \cdot c}, \text{ szczególnie w wąskich kapilarach.}$$

Zjawisko to /poślizg ujemny/ przypisywano^{7,8/} adsorpcji warstewki cząsteczek polimeru na ścianie kapilary, co zmniejszało efektywną powierzchnię przekroju przewodu.

Na podstawie wyników pomiarów reometrycznych obliczano grubość warstewki przyściennej, nie biorąc pod uwagę niewielkiej zmiany stężenia polimeru w roztworze, wywołanej przez adsorpcję. Wyznaczona grubość warstewki była rzędu wymiarów kilku cząsteczek polimerów i wynosiła od 0,00005 mm do 0,0006 mm

Wzrost lepkości zredukowanej roztworu ze zmniejszaniem się jego stężenia obserwowany najwyraźniej dla wąskich kapilar i niskich stężeń objaśnia wzór O.E.Öhrna^{9/}. Przy założeniu, że $\eta \ll \frac{1}{c}$

$$\eta^x = \eta + \frac{4 \delta_p(c)}{c R} \quad /33/$$

η^x - zmierzona lepkość zredukowana

δ_p/c - grubość zaadsorbowanej warstewki polimeru

η - rzeczywista lepkość zredukowana.

Słuszność tego wzoru dla badanego rozcieńczonego roztworu chlorku poliwinylu w cykloheksanonie stwierdzili doświadczalnie M.Takeda i R.Endo^{10/}.

Przy stosowaniu reometru rotacyjnego efekt adsorpcyjny można zazwyczaj zaniedbać jako teoretycznie kilkakrotnie mniejszy niż w kapilarze^{9/}.

Uwagi o rozdzielaniu się faz przy przepływie.

Efektywny poślizg powstaje w wyniku wzajemnych oddziaływań między ścianą przewodu, cząsteczkami cieczy rozpraszającej i cząstkami rozproszonymi. Główną przyczyną obserwowanej niekiedy zależności krzywych płynięcia cieczy zawierających fazę rozproszoną, a także roztworów polimerów od średnicy rury mier-

niczej jest tworzenie się przy ścianie przewodu warstewki o mniejszym stężeniu cząstek fazy rozproszonej lub składającej się z czystego rozpuszczalnika. /Warstwa cieczy mniej lepkiej występująca przy ścianie przewodu powoduje zmniejszenie oporów przepływu, co można wykorzystać w praktyce^{37/} wstrzykując do rurociągu olejowego lub ropociągu wodę z czynnikiem deemulgującym/.

Istnieją publikacje, w których opisano zjawisko rozdziału faz przy przepływie rozcieńczonych zawiesin małych cząstek, a także roztworu wielkocząsteczkowego /0,025 g polistyrenu w 100 cm³ toluenu^{38/}/. Obecność warstewki przyściennej stwierdzano dokonując obserwacji wizualnych lub mikroskopowych. Grubość tworzącej się warstwy może być o kilka rzędów wielkości większa od wymiarów przemieszczających się cząstek. Wykaz niektórych prac, w których badano omawiane zjawisko znajduje się w książce B.D.Colemana, H.Markovitza i W.Nolla^{34/}.

G.Segré i A.Silberberg^{39/} zaobserwowali, że cząstki kuliste o średnicy od 0,8 do 1,6 mm stanowiące bardzo rozcieńczoną zawiesinę w cieczy o tej samej gęstości i o lepkości 400 cP zbierały się przy wyższych szybkościach przepływu w cienkim obszarze pierścieniowym usytuowanym koncentrycznie w stosunku do osi rury; tworzyła się nie tylko warstewka przyścienna, lecz także centralnie położony walec wolny od substancji rozproszonej.

Wykonywano prace doświadczalne i teoretyczne, których celem było wyjaśnienie skomplikowanego problemu rodzaju sił powodujących rozdział faz przy przepływie. Zagadnienie to nie będzie tu rozpatrywane jako wykraczające znacznie poza zakres tematu pracy.

Wydaje się, że oprócz przyściennego obniżenia stężenia cząstek fazy rozproszonej istnieją bardziej złożone przyczyny występowania poślizgu. Odnosi się to zwłaszcza do układów o skomplikowanym składzie niecałkowicie zdyspergowanych lub zawierających zawieszinę sflokulowaną^{40/}. Na przebieg zjawiska może wpływać nie tylko sytuacja w obszarze bezpośrednio przyległym do ściany, lecz także w całym strumieniu cieczy.

Efekty przyścienne stwierdzone dla zawiesin i krwi.

Pomiary w rurach i kapilarach.

Przy przepływie zawiesiny włókien stosowanej w przemyśle papierniczym płyn w centralnym obszarze rury poruszał się jak tłok^{41/}. Grubość warstewki przyściennej cieczy newtonowskiej obliczona na podstawie wyników pomiarów współczynnika oporów przy założeniu, że w warstewce występował liniowy rozkład prędkości wzdłuż promienia rury była zgodna z wynikami obserwacji wizualnych grubości warstewki wolnej od włókien.

Wyniki pomiarów przepływu w reometrze kapilarnym stężonych 30% zawiesin kaolinitu w wodzie destylowanej^{40/} wskazały na konieczność wprowadzenia dodatkowego założenia do metody interpretacji wyników opracowanej przez Oldreyda; stwierdzono, że współczynnik poślizgu zmieniał się odwrotnie proporcjonalnie do średnicy rury

$$\beta = \frac{\beta_c (\tau_w)}{R}$$

/34/

β_c - skorygowany współczynnik poślizgu, zależny tylko od naprężenia przy ścianie.

Liczne prace dotyczące badania krwi /przegląd ich podał G.W.Scott-Blair^{42/} wykonane przy zastosowaniu reometrów kapilarnych wykazują, że przy przepływie tej cieczy wytwarza się

przyścienna warstewka plazmy o grubości do $46 \mu\text{m}$ ^{43/}. Białe ciążka mają tendencję do zajęcia bardziej centralnego położenia niż ciążka czerwone. Dodatek żelatyny lub innych substancji powodujących tworzenie się agregatów cząstek zwiększa grubość warstewki przyściennej^{42/}. G.M.Chisolm i J.L.Gainer^{5/} dokonali przeglądu dotychczas opublikowanych wyników odnoszących się do zakresu naprężeń, w którym zależność $\frac{4Q}{\pi R^3}$ od τ_w była prostoliniowa i do kapilar o promieniu większym od $50 \mu\text{m}$. Stwierdzili, że górną lepkość graniczną krwi ludzkiej μ_∞ wyznaczoną w kapilarach szklanych przez kilka grup badaczy można opisać jednym równaniem empirycznym. Natomiast zmierzone wartości lepkości takich samych próbek krwi przy tych samych szybkościach ścinania były wyższe w rurkach stalowych i szklanych niż pokrytych silikonem i polietylenowych. Najniższą lepkość obserwowano w rurkach o powierzchni wewnętrznej pokrytej fibryną. Nie stwierdzono dotychczas, na czym polega oddziaływanie rodzaju materiału ściany na przepływ krwi. Autorzy sugerują zależność efektu od wielkości energii powierzchniowej na granicy ciało stałe-ciecz. Możliwe jest także oddziaływanie mechaniczne ściany na kontaktujące się z nią cząstki lub zwiększenie hemolizy.

Pomiary wykazały, że napięcia powierzchniowe krwi i plazmy są prawie jednakowe i zbliżone do wody. Nie stwierdzono żadnej istotnej różnicy między zwilżaniem przez krew i plazmę szkła i szkła pokrytego fibryną.

Pomiary w reometrach rotacyjnych.

R.Stanton, S.R.Morrison i J.C.Harper^{44/} dokonali bezpośredniego pomiaru wizualnego, prędkości poślizgu zawieszin cząstek włóknistych /długość włókien od 100 do $800 \mu\text{m}$ / w lepkiej cieczy newtonowskiej /3, 17 P/, w reometrze walcowym o szerokości

szczeliny od 0,11 do 0,31 cm /zmieniano średnicę cylindra wewnętrznego/. Mierzono prędkości poślizgu i prawdziwe szybkości ścinania przez obserwację ruchu linii wydrążonych kulek plastikowych o średnicy mniejszej niż 0,1 mm umieszczonych początkowo wzdłuż promienia aparatu na górnej powierzchni płynu w szczelinie. Ruchomy cylinder zewnętrzny gwałtownie zatrzymywano po dokonaniu około $1/4$ obrotu. Mierzono przemieszczenie kątowe kulek wynikające z poślizgu na każdym z cylindrów i ze ścinania w płynie. Jeżeli wewnętrzny cylinder miał powierzchnię szorstką, a zewnętrzny powoli się obracał, cały poślizg występował na powierzchni cylindra wewnętrznego. Powierzchnia szorstka miała nie tylko wpływ lokalny, lecz oddziaływała na całą strukturę płynu w szczelinie. Obliczając prędkości poślizgu dla dwóch lub więcej szerokości szczelin przy założeniu, że grubość warstewki przyściennej jest mała w stosunku do szerokości szczeliny i że krzywa płynięcia od tej szerokości nie zależy, otrzymywano wyniki niezgodne, co zaprzecza przynajmniej jednemu z założeń. Pomiaru dla cieczy newtonowskiej w nieobecności zawieszonych włókien nie wykazywały istnienia poślizgu.

Zwiększenie szorstkości cylindrów prowadziło do znacznego podwyższenia, poprzednio niezwykle niskiej, granicy płynięcia stopionej kuwertyry czekoladowej /śr. ziarn kakaowych od 5 do $100 \mu\text{m}$ / i pasty do zębów^{45/}. Dla homogenicznych cieczy newtonowskich nie wykryto natomiast żadnych różnic między wynikami pomiarów przy użyciu cylindrów gładkich i szorstkich.

Zwiększanie szorstkości powierzchni ściany stałej jako metoda usuwania poślizgu przy pomiarach reologicznych budzi wątpliwości. Postępowanie takie oddziałuje na strukturę rdzenia płynu, a więc zmienia wyniki oznaczeń.

Z występowaniem efektów przyściennych trzeba się liczyć, jeżeli badany materiał ma granicę płynięcia. Istnieją zawiesiny dla których, mimo badań, nie stwierdzono istnienia poślizgu^{43/}.

Opinie o przydatności reometrów kapilarnych i rotacyjnych do badania własności zawieszin wykazujących efekty przyścienne.

Zmniejszone stężenie zawieszonych cząstek przy ścianach kapilary pociąga za sobą ich wyższe stężenie w rejonie centralnym.

A.D.Maude i R.L.Whitmore^{42/} twierdzą, że całkowite średnie stężenie w kapilarze będzie mniejsze niż w zbiornikach na jej końcach. Natomiast w reometrze rotacyjnym średnie stężenie zawieszonych cząstek się nie zmienia. Dlatego wysunięto twierdzenie⁴³ że parametry reologiczne uzyskane w reometrze o cylindrach współosiowych lepiej charakteryzują własności płynu wykazującego efekty przyścienne niż dane z reometrów kapilarnych.

Przy badaniu krwi stwierdzono, że grubość strefy wolnej od czerwonych ciałek przy obracającej się powierzchni reometru wynosiła od 1 do 3 μ m, a więc znacznie mniej niż w kapilarze.

Efekty przyścienne przy przepływie roztworów polimerów.

Prace w których stwierdzono występowanie efektów przyściennych przy przepływie roztworów polimerów były publikowane w ostatnim trzydziestoleciu.

Pomiary w kapilarach.

B.A.Toms^{25/} badał własności roztworów polimetakrylanu metylu w monochlorobenzynie realizując przepływ cieczy z butli do butli przez kapilary poziome o średnicach D 4,04 mm i 1,28 mm. Sumaryczna poprawka wlotowa wynosiła $Q v_m^2$. Laminarność przepływu stwierdzano wizualnie sposobem Reynoldsa. Wyniki pomiarów

interpretowano metodami Schefielda i Scott-Blaira oraz Oldroyda.

Dla roztworów o niższych stężeniach polimeru nie stwierdzano efektów przyściennych. Pomiarów dla stężeń 5 g/l i 10 g/l oraz zakresu naprężeń stycznych przy ścianie kapilary od około 100 do 2500 dyn/cm² wykazały, że zależność funkcyjną współczynnika poślizgu dodatniego od naprężenia stycznego stanowiła krzywa rosnąca o zmniejszającym się nachyleniu osiagająca przy wyższych naprężeniach wartość stałą 0,4 cm² g⁻¹ s dla stężenia 10 g/l.

W.Kozicki, S.N.Pasari, A.R.K.Rao i C.Tiu^{46/} wykonali badania własności przepływowych roztworów wodnych hydroksyetylocelulozy /Natrosol-250 G/ o stężeniach od 0,6 % do 1,2 % posługując się reometrem z kapilarą ustawioną pionowo. Średnice wewnętrzne stosowanych kapilar wynosiły od 0,184 mm do 0,578 mm. Stosunek długości kapilar do średnicy przewyższał zawsze 397, efekty wlotowe można było zaniedbać. Pomiarów wykonywano w zakresie naprężeń stycznych przy ścianie kapilary od około 0,4 do około 9 G/cm². Stwierdzono istnienie krytycznego naprężenia ścinającego τ_c / D uzależnionego od średnicy kapilary, przy którym następowało przejście od ujemnej efektywnej prędkości poślizgu występującej przy niższych naprężeniach i przypisywanej tworzeniu się żelu połączonemu z adsorpcją, do dodatniej prędkości poślizgu związanej prawdopodobnie z powstawaniem warstewki przyściennej o lepkości zbliżonej do rozpuszczalnika. Naprężenie krytyczne malało ze zmniejszaniem się średnicy kapilary. Dla roztworu o określonym stężeniu stwierdzono liniową zależność τ_c^2 od D; proste odpowiadające różnym stężeniom przecinały się w jednym punkcie na osi odciętych, $D_{kr} = 0,18$ mm. Średnicę tę uznano za krytyczną, poniżej której poślizg

ujemny nie wystąpi. Istotnie nie stwierdzono go dla kapilary o średnicy 0,184 mm. Współczynnik poślizgu β zdefiniowany przez Oldroyda zależał dla badanego roztworu od średnicy kapilary. Wyniki pomiarów interpretowano korzystając z wzoru /16/ do którego wprowadzono zmodyfikowany współczynnik poślizgu

$$\beta_k = \frac{v_p D^z}{\tau_w - \tau_c/D} \quad /35/$$

zmieniający się już tylko z naprężeniem /jak się okazało, liniowo/. Wzór miał postać następującą:

$$\frac{8 v_m}{D} = \frac{8 \beta_k}{D^{z+1}} (\tau_w - \tau_c) + \frac{4}{\tau_w^3} \int_{\tau_y}^{\tau_w} \tau^2 f(\tau) d\tau \quad /36/$$

v_m - średnia prędkość liniowa cieczy

τ_y - naprężenie graniczne płynięcia

τ_c , z i β_k wyznaczano metodą iteracyjną opisaną w pracy.

Po skorygowaniu efektów przyściennych i wyznaczeniu krzywej płynięcia /wykładnik n w modelu potęgowym cieczy wynosił od 0,71 do 0,96/ obliczano grubość warstewek przyściennych.

W przypadku poślizgu dodatniego korzystano z zależności

$$v_p = \delta_p \left[\frac{\tau_w}{\mu_s} - f(\tau_w) \right] \quad /37/$$

μ_s - lepkość rozpuszczalnika,

a w przypadku ujemnego

$$v_p = - \delta_p f(\tau_w) \quad /38/$$

Obliczona grubość warstewki przyściennej hipotetycznego żelu malała ze wzrostem naprężenia stycznego aż do zera występującego, gdy $\tau_w = \tau_c$. Dalszy wzrost naprężenia powodował zwięk-

szonie się grubości warstewki wywołującej poślizg dodatni. Maksymalne stwierdzone grubości warstewek:

"żelowej" 0,018 mm, "rozpuszczalnikowej" 0,00575mm.

Grubość warstewki "żelowej" była wyższa dla roztworów o większych stężeniach.

Autorzy uważają za przyczynę poślizgu dodatniego zarówno tworzenie się przyściennej warstewki rozpuszczalnika jak i "wyciąganie się w linię" płynących cząsteczek polimeru, zachodzące w zwiększonym stopniu koło ściany kapilary. Dokonano sprawdzenia, czy obserwowanych zjawisk przyściennych nie można przypisać efektom sprężystym. W tym celu wykonano pomiary dla kapilar o jednakowej średnicy i różnych długościach. Wpływu długości kapilary nie stwierdzono. Badano jednak tylko roztwór Natrosolu 250 HR o niskim stężeniu 0,1 %, a więc dowód nie jest bezsporny.

T.Watanabe, T.Mineshita i S.Ono^{26,6/} oznaczali lepkość roztworu poliwinylpirolidonu /Luviskol K90 i K30 produkcji Badische Anilin u.Soda Fabrik A.G./ w czystej wodzie, w wodzie z różnymi substancjami rozpuszczonymi dodatkowo oraz w innych rozpuszczalnikach. Stężenia polimeru w roztworze wynosiły od 0,5 do 5,0 g/100 ml. Pomiary wykonywano w reometrze kapilarnym typu Marona-Belnera w 35°C, w zakresie naprężeń przy ścianie kapilary od 0,2 do 20 dyn/cm². W reometrze, którego opis został podany w rozdziale 2.3.2. odbywa się przepływ nieustalony w czasie. Stosowane promienie kapilar wynosiły od 0,190 mm do 0,761 mm. Stwierdzono nienewtonowskie zachowanie się roztworów przy wszystkich szybkościach ścinania. Dla roztworów wodnych, w prawie całym badanym zakresie naprężeń stycznych przy ścianie, lepkość malała ze zmniejszeniem się średnicy kapilary.

w przypadku Luviskolu K90 o 10% do 30%, zależnie od stosowanego naprężenia. Wyznaczona lepkość 1,7 % roztworu wodnego Luviskolu K30 doprowadzonego do pH 10,4 przy użyciu KOH wynosiła w 35°C /przy $\tau_w = 10 \text{ dyn/cm}^2$ /: dla pomiarów w kapilarze o promieniu 0,308 mm 1,47 cP, a o promieniu 0,190 mm 1,23 cP.

Zgodnie z opinią autorów pracy, przyczyną występowania poślizgu nie była przyścienna zmiana stężenia roztworu wywołana przez promieniowe przemieszczanie się cząsteczek polimeru, gdyż łańcuch poliwinylololidonu jest na to zbyt giętki. Natomiast przy ścianie utrudniony jest ruch termiczny cząsteczek polimeru, który zakłóca osiągniętą przez nie orientację w kierunku uprzywilejowanym wzdłuż linii prądu.

Opór stawiany przepływowi cząsteczek rozpuszczalnika przez cząsteczki poliwinylololidonu będzie więc słabszy koło ściany, gdzie utworzy się warstwa cieczy o niższej lepkości.

Pomiary w kanałach otwartych nachylonych do poziomu.

Doświadczenia wykonane przez G.Astaritę, G.Marrucci i G.Palumbo^{11/} dotyczyły ustalonego w czasie spływu 6% roztworu wodnego gliceryny, 2% roztworu wodnego karboksymetylocelulozy i 3,5 % zawiesiny bentonitu w wodzie. Kanał o płaskim dnie z polerowanej płytki aluminiowej miał szerokość 58 mm. Kąt jego nachylenia można było zmieniać; pracowano w zakresie od 2° do 20°. Dokładność pomiaru kąta nachylenia wynosiła ± 4 minuty. Zakres stosowanej szybkości objętościowej przepływu: od 1 do 20 cm³/s; mierzono ją z dokładnością ± 1 %.

Grubość spływającej warstwy cieczy, która w czasie doświadczeń wynosiła od 1,14 mm do 6,90 mm mierzono w trzech punktach na osi podłużnej kanału odległych o 200, 350 i 484 mm

od krawędzi wlotowej. Stosowano śruby mikrometryczne o podziałce 0,01 mm. Fakt ich zetknięcia z powierzchnią swobodną cieczy stwierdzano omomierzem połączonym z dnem kanału i ze śrubą. Powtarzalność pomiarów wynosiła $\pm 0,02$ mm. Różnice grubości warstwy w trzech punktach pomiarowych nie przekraczały 0,03 mm; za wynik przyjmowano wartość w punkcie środkowym. Błąd wyznaczenia grubości warstwy oceniono na 1%, dla zawiesiny był on większy.

W pracy^{11/} nie zamieszczono wyników pomiarów dla roztworu gliceryny. Poinformowano tylko, że wyznaczone wartości pochodnych a^x i b^x mieściły się w zakresie od 0,330 do 0,341, a wartości $2a^x + b^x$ wahały się od 0,990 do 1,020, co uznano za wystarczająco zgodne z przewidywaniami teorii dla cieczy newtonowskiej /patrz rozdział 2.3.1/.

Pomiary wykonane dla 2% roztworu karboksymetylocelulozy wykazały, że

własności roztworu silnie zależały od sposobu rozpuszczania - można było porównywać wyniki tylko dla danej porcji roztworu;

upływ pięciu godzin czasu powodował zmianę grubości warstwy nie większą niż o 0,03 mm; aby uzyskać wyniki porównywalne czas wykonywania serii pomiarów ograniczono do czterech godzin;

kolejność zmieniania parametrów doświadczenia /szybkość przepływu, nachylenie kanału/ nie wpływała na wyniki pomiarów. Wyznaczone wartości a^x i b^x zmieniały się nieznacznie dla serii pomiarowej, w której stosowano różne kąty nachylenia kanału i szybkości przepływu cieczy. Za przeciętne dla warunków doświadczenia przyjęto średnie arytmetyczne. Suma $2a^x + b^x$ znacznie przekraczała 1, co świadczyło o występowaniu poślizgu

przy dnie kanału. Rząd wielkości a^x i b^x wynosił 0,37. Obliczona dla jednego z doświadczeń wartość K^x wynosiła 0,35 a prędkość poślizgu 0,7 cm/s. Grubości warstewek przyściennych obliczone przez D.C.H.Chonga^{13/} były rzędu kilku μ m. Ze wzrostem naprężenia stycznego grubość warstewki malała.

Pomiary dla zawiesiny bentonitu nie wykazały obecności poślizgu. Ich dokładność była mniejsza niż dla pozostałych cieczy.

N.Therien, B.Coupal i J.L.Corneille^{12/} badali własności dwunastu różnych roztworów polimerów stosując kanał otwarty o szerokości 6,74 cm nachylony do poziomu pod niezmiennym kątem $\alpha = 29^\circ$. Mierzono szybkości objętościowe przepływu i odpowiadające im grubości warstewek cieczy. Aparatura była analogiczna do stosowanej przez Astaritę i współpracowników.

Krzywe płynięcia badanych roztworów wyznaczono w reometrze rotacyjnym o cylindrach współosiowych i obliczono parametry reologiczne k i n przyjmując, że własności reologiczne tych cieczy opisywała zależność potęgowa. Następnie obliczono na podstawie wzoru teoretycznego grubości warstewek cieczy w kanale o szerokości nieskończonej. Obliczone wartości okazały się dla wszystkich badanych roztworów zgodne z rezultatami doświadczeń; dotyczy to także 0,6 % i 1 % roztworu wodnego karboksymetylocelulozy. Tylko dla rozcieńczonych /0,4% i 0,6%/ roztworów hydroksyetylocelulozy /Natrosol/ stwierdzono odchylenia, które mogły być przypisywane poślizgowi dodatniemu lub nieściśłościom interpretacyjnym /zakres naprężeń stycznych, dla których określano parametry n i k , nie pokrywał się ściśle z zakresem istniejącym w spływającej warstewce cieczy/.

Przepływ przez wypełnienie ziarniste.

T.J.Sadowski^{47/} oraz W.Kozicki, C.J.Hsu i C.Tiu^{48/} badali ustalony w czasie, izotermiczny przepływ roztworów polimerów przez wypełnienia ziarniste w celu opracowania modelu matematycznego pozwalającego uzyskać ogólną zależność średniej szybkości przepływu od spadku ciśnienia.

T.J.Sadowski przetłaczając przez kolumnę wodne roztwory Carbowaxu /glikolu polietylenowego/ o stężeniu kilkunastoprocentowym, Ewanolu /alkoholu poliwinylowego/ o stęż.około 6 % i Natrosolu /hydroksyetylocelulozy/ o stężeniu około 1 % otrzymał odmienne wyniki pomiarów, gdy w czasie doświadczenia wymuszała stałą szybkość objętościową cieczy i gdy przepływ odbywał się pod stałym ciśnieniem. W tym drugim przypadku przepuszczalność złoża zależała od szybkości objętościowej przepływu i efektywnej liczby Reynoldsa. Fakt ten autor tłumaczył tworzeniem się żelu przy powierzchniach ziarn. Zmiany stężenia polimeru przy przejściu przez złożo nie stwierdzono. Własności reologiczne cieczy mierzono w reometrze stożek-płytką. Pomiar kontrolne wykonane przy zastosowaniu reometru kapilarnego dla 1% roztworu Natrosolu wykazały zgodność wyników uzyskanych w obydwu przyrządach.

W.Kozicki, C.J.Hsu i C.Tiu badali przepływ dwóch roztworów wodnych karboksymetylocelulozy /2% i 2,85 % - CMC7L Hercules Powder Co/ i dwóch roztworów wodnych Carbopolu 941 /karboksypolimetylen/ 0,3% i 0,35% - B.F.Goodrich Chemical Co/. Dla wszystkich wymienionych cieczy autorzy wykryli w reometrze kapilarnym poślizg ujemny. Interpretację wyników pomiarów przeprowadzonych w kolumnach z wypełnieniem ziarnistym oparli na modelu złoża Blake-Kozeny. Do modelu wprowadzono efektywną prędkość poślizgu na powierzchni wypełnienia. Wyznaczona gru-

bość hipotetycznej warstewki żelu była rzędu kilku setnych milimetra, mniejsza w złożu niż w kapilarach.

Słuszność wzorów W.Kozickiego i współpracowników wymaga dalszego potwierdzenia doświadczalnego ze względu na konieczne założenia upraszczające teorii i skomplikowany charakter układu.

3. Ciecze stosowane w doświadczeniach.

3.1. Wzorcowe ciecze newtonowskie.

3.1.1. Woda destylowana.

Gęstość wody przyjęto zgodnie z polską normą PN-55/N-02086. Podawane w tablicach^{49/} wartości lepkości dynamicznej wody mnożono przez współczynnik $\frac{1,002}{1,005} = 0,9970$ w związku z wydanymi przez Centralny Urząd Jakości i Miar przepisami o ustanowieniu nowych wartości lepkości wody^{50/}, gdzie lepkości dynamicznej wody w 20°C przypisano wartość $1,002 \cdot 10^{-3} \text{ Ns/m}^2 = 1,002 \text{ cP}$.

3.1.2. Wzorce wiskozymetryczne dostarczone przez Okręgowy Urząd Miar w Poznaniu sporządzone z oleju mineralnego posiadały w temperaturze $20 \pm 0,02^\circ\text{C}$ następujące własności:

Lepkość		Gęstość g cm ⁻³
kinematyczna c St	dynamiczna cP	
28,30	25,15	0,8887
233,8	209,0	0,8938
2048	1842	0,8997

3.1.3. Olej transformatorowy.

Gęstość oleju w 20°C oznaczona metodą piknometryczną i areometrem wynosiła $0,884 \pm 0,0005 \text{ g/cm}^3$.

Zależność gęstości od temperatury obliczano na podstawie wzoru podanego w ICT^{51/}, który dla rozpatrywanego oleju miał postać:

$$\rho / t_t = 0,99902 [0,8849 - (66 \pm 5) (t-20) \cdot 10^{-5}] \text{ g cm}^{-3}$$

Lepkość kinematyczna oleju została oznaczona przez mgr Elżbę Milewską-Płosińską^{52/} w Polskim Komitecie Normalizacji i Miar za pomocą wiskozymetrów szklanych kapilarnych typu Ubbelohde'go. Obliczenie lepkości wykonano zgodnie z PN/C-04013. Wyniki oznaczeń

temperatura, °C	15	20	25	30
lepkość kinematyczna, c St	37,36	28,81	22,68	18,20

Maksymalny błąd względny oznaczenia lepkości kinematycznej wynosił^{52/} 0,3 %.

Do obliczenia lepkości kinematycznej oleju w temperaturze t°C zastosowano następujący wzór interpolacyjny:

$$\nu / t_t = - 0,001026 t_t^3 + 0,1100 t_t^2 - 4,611 t_t + 85,23 [\text{cm}^2 \text{s}^{-1}]$$

Napięcie powierzchniowe oleju oznaczono metodą ważenia kropli używając stalagmometru z rurką pionową, przy wolnym wypływie kropli /rzędu kilku minut/. Za wzorzec napięcia powierzchniowego przyjęto anilinę cz.d.a. ze względu na jej małą lotność. Własności fizyczne aniliny są znane^{53/}.

Wartości napięcia powierzchniowego obliczano na podstawie wzoru

$$\sigma = \frac{m_k \cdot g}{r_s} \cdot F \left(\frac{V_k}{r_s} \right) \quad /39/$$

stosując doświadczalne wartości funkcji F podane w tablicach^{54/}

m_k - masa kropli cieczy, V_k - objętość kropli,

r_s - promień kołowego poziomego zakończenia stalagmometru
/wartość z cechowania wzorcem/.

Porównanie wyników pomiarów napięcia powierzchniowego wykonanych dla wody, benzenu i n-oktanu /w sposób identyczny jak dla oleju/ z wartościami znanymi z tablic pozwala przypuszczać, że błąd względny pomiaru prawdopodobnie nie przekraczał $\pm 6\%$.

Oznaczone napięcie powierzchniowe oleju transformatorowego w temperaturach pokojowych wynosiło $27 \frac{\text{dyn}}{\text{cm}}$.

Po wykonaniu doświadczeń w kanale sprawdzone, że napięcie powierzchniowe oleju nie uległo zmianie.

3.2. Roztwory polimerów.

Sposoby ich otrzymywania oraz własności istotne z punktu widzenia techniki pomiarów reometrycznych.

3.2.1. Poliwinylpirolidon - dwuprocentowy roztwór wodny.

Stosowano produkt firmy Badische Anilin und Soda Fabrik AG o nazwie handlowej Luviskol K-30. Podawana w literaturze^{6/} masa cząsteczkowa tej substancji wynosi $4,0 \times 10^4$.

Proszek polimeru łatwo rozpuszcza się w wodzie i wykazuje własności higroskopijne. Suszyć go można w temperaturze pokojowej pod próżnią. Wodę oddaje trudno.

Roztwór o pożądanym stężeniu otrzymywano znając masy suchego proszku oraz wody przed ich zmieszaniem. Bezpośrednie oznaczenie stężenia roztworu było trudne do przeprowadzenia, a nie wydawało się konieczne.

Odważany proszek pochodził ze szczelnie zamkniętych opakowań fabrycznych i nie był suszony. Rozpuszczanie odbywało się w temperaturze pokojowej.

Roztwór wodny polimeru łatwo tworzył pianę. Skłonność do pienienia się ulegała wahaniom w czasie. Pomiaru porównawcze wyka-

wały, że nie wiązało się to ze zmianą statycznego napięcia powierzchniowego cieczy.

W okresie trwania doświadczeń roztwór żółkł. Nie obserwowano jednak /w granicach dokładności naszych oznaczeń/ zmiany jego lepkości w czasie.

Gęstość roztworu oznaczono metodą piknometryczną w kilku temperaturach. Ponadto zmierzono ją areometrem w 20°C.

Wyniki oznaczeń.

temperatura, °C	19,0	20,0	22,5	26,0
gęstość roztworu g/cm ³	1,003	1,0015 ^{x/}	1,002	1,001

x/ pomiar areometryczny.

Do obliczeń przyjęto dla zakresu temperatur

od 19,0°C do 23,5°C gęstość 1,002 g/cm³,

powyżej 23,5°C do 26,0°C gęstość 1,001 g/cm³.

3.2.2. Alkohol poliwinylowy - 6,6 % roztwór wodny.

Stosowano produkt firmy Loba-Chemie, Wien-Fischamend.

W temperaturze pokojowej proszek nie ulegał całkowitemu rozpuszczeniu w wodzie, nawet przy długotrwałym mieszaniu.

Ogrzanie do 80°C i mieszanie spowodowało rozpuszczenie, lecz ciecz pozostawała mętna. Po ostygnięciu roztwór stał się klarowny. Stężenie roztworu oznaczone przez suszenie do stałej wagi w 105°C wynosiło 6,58 %. W czasie suszenia, nad powierzchnią cieczy tworzyła się błonka stałego polimeru, która wymagała przekłucia aby ułatwić dalsze parowanie. Roztwór alkoholu poliwinylowego łatwo tworzył pianę.

3.2.3. Sól sodowa karboksymetylocelulozy - roztwory wodne 2 % i 0,2 %.

Stosowano produkt firmy Koch-Light Laboratories Ltd Colnbrook-Bucks-England, oznaczony Pure BPC.

W literaturze można znaleźć informacje^{55/} o sposobie otrzymywania roztworu.

W proszku powietrznie suchym znajduje się pewna ilość wilgoci, której zawartość oznaczano susząc próbki w 105°C do momentu wzrastania wagi. Proszek suszono w cienkiej warstwie /próbka ok.5 g, średnica naczynka ok.7 cm/. Oznaczona zawartość wilgoci wynosiła od 7,4 do 7,5 %.

Dane literaturowe wskazują^{56/}, że własności roztworu zależą od sposobu jego otrzymywania.

Roztwór dwuprocentowy otrzymywano dodając do siebie odważone masy proszku polimeru i wody, przy uwzględnieniu oznaczonej uprzednio zawartości wody w proszku powietrznie suchym. Polimer wsypywano stopniowo do wody o temperaturze pokojowej przy działającym mieszadłem nastawionym na 800 obr/min. /Częstość obrotów kontrolowano w świetle stroboskopowym/. Po dodaniu proszku rozpuszczanie odbywało się przez dwie godziny bez zmiany szybkości obrotowej mieszadła. Roztwór otrzymywano porcjami, po około 1 litrze.

Roztwór rozcieńczony o stężeniu 0,2 % otrzymywano dodając do siebie odważone odpowiednie ilości roztworu dwuprocentowego i wody. (Okolo 1/4 roztworu dwuprocentowego stanowiła ciecz, która uprzednio przepływała przez szczelinę reometru w czasie doświadczeń. Pozostała część roztworu dwuprocentowego została świeżo otrzymana). Stężenie roztworu rozcieńczonego oznaczone przez odparowanie i suszenie w 105°C do momentu wzrostu wagi wynosiło 0,196 %.

Otrzymane roztwory polimeru nie były klarowne, lecz zawierały subteloną niesedymentującą zawiesinę żelową, (jak podaje literatura^{57/}, niezdypergowane molekularnie resztki struktury wyjściowej celulozy, która nierównomiernie ulega podstawieniu grupami karboksylowymi). Frakcja żelowa nie zawiera żadnych obcych grup chemicznych; w zastosowaniach praktycznych się jej nie oddziela.

Przeprowadzona próba usunięcia zawiesiny z roztworu dwuprocentowego metodą wirowania przy 18000 obr/min. i średnicy wirówki około 5 cm dała wynik negatywny. Prowadząc filtrację przez pięciokrotną warstwę bibuły filtracyjnej pod ciśnieniem 8,5 + 10 atm uzyskano oddzielenie frakcji żelowej w wyniku procesu przebiegającego z niezwykle małą wydajnością. Objętość klarownego przesączu wynosiła około połowy objętości roztworu wyjściowego poddanego filtracji.

Do badań reologicznych stosowano roztwór niefiltrowany. Jego własności zmieniały się szybko z upływem czasu.

Jakościowe obserwacje wykazały, że roztwór, zwłaszcza bardziej stężony, powoduje korozję metali. Nie są odporne: stal zwykła, nikiel, kadm, cynk i mosiądz. Guma i tworzywa sztuczne nie ulegały w roztworze dającym się zaobserwować zmianom. Z metali najbardziej odporne okazały się srebro, stal kwasoodporna i miedź.

Gęstość roztworu dwuprocentowego oznaczono metodą piknometryczną w kilku temperaturach. Ponadto zmierzono ją areometrem w 20°C. Wyniki oznaczeń:

temperatura, °C	19,0	20,0	22,5	25,0	26,0
gęstość g/cm ³	1,008	1,006 x/	1,007	1,007	1,006

x/ pomiar areometryczny.

Do obliczeń przyjęto gęstość roztworu $1,007 \text{ g/cm}^3$ dla całego zakresu temperatur stosowanego w doświadczeniach.

Gęstości roztworu 0,2 % nie oznaczono, przyjmując w obliczeniach, że jest ona identyczna, jak dla wody.

Przeprowadzone przez nas obserwacje jakościowe wykazały, że roztwór 2 % miał własności sprężyste /stwierdzono efekt Weissenberga/.

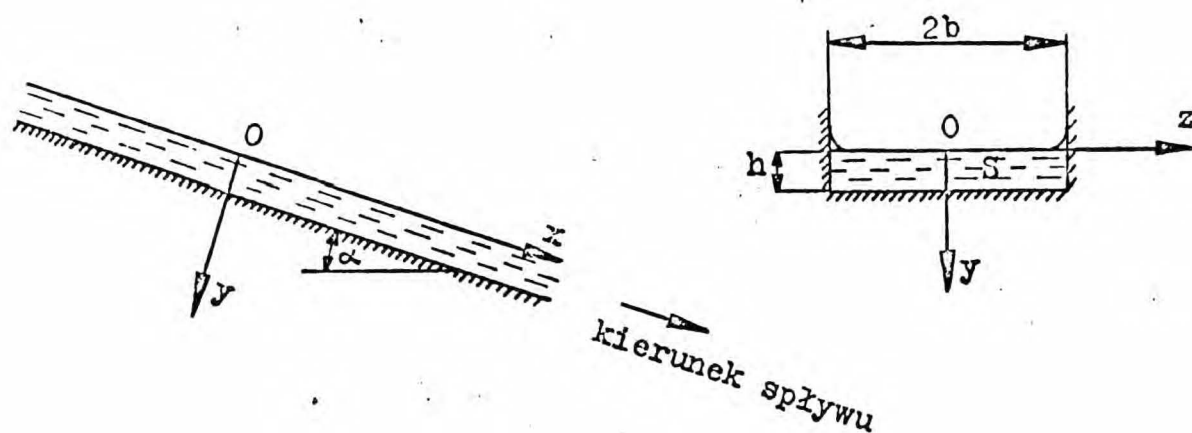
4. Aparatura

4.1. Weryfikacja kanału otwartego o przekroju prostokątnym jako reometru do badania zjawisk przyściennych.

4.1.1. Wprowadzenie

Efekty przyścienne są wielkościami reometrycznymi. Z tego powodu aparaty przeznaczone do ich badania powinny spełniać wymagania stawiane tego rodzaju przyrządom.

Postanowiono zastosować do celów pomiarowych laminarny i ustalony w czasie spływ grawitacyjny cienkich warstw cieczy w nachylonym do poziomu kanale otwartym /o przekroju prostokątnym/ który był już wykorzystywany przez kilku autorów jako reometr¹¹,^{12/} i jako przyrząd do pomiaru współczynnika wnikania masy^{58/}.



Rys.1. Przepływ w kanale otwartym

Na powierzchni swobodnej cieczy nie mogą tworzyć się fale. Dla cieczy newtonowskiej i spływu jednowymiarowego istnieje kryterium stabilnego /bezfalowego/ spływu wyprowadzone przez B. Benjamina^{59/} na podstawie liniowej teorii stabilności hydrodynamicznej

nej. Kryterium to, które znalazło potwierdzenie w innych pracach teoretycznych i doświadczalnych^{60-62/} ma postać:

$$Re < \frac{5}{6} \operatorname{ctg} \alpha \quad /40/$$

gdzie $Re = \frac{q}{\nu} = \frac{Q}{2bv}$ i można je stosować także do przepływu w kanale o szerokości skończonej. Jest ono jednak słuszne tylko dla filmu cieczy o powierzchni niezanieczyszczonej /ciecz nie może zawierać związków powierzchniowo czynnych/.

Rozważania, pomiary i obliczenia będą dotyczyły wykształconego profilu prędkości cieczy poza obszarem wlotowym.

Możliwość posługiwania się kanałem otwartym jako reometrem jest oparta na założeniu, że wzory dla kanału o szerokości nieskończonej opisują z wystarczającą dokładnością rzeczywiste zjawisko spływu. Wtedy rozkład naprężeń stycznych w warstwie cieczy wyraża wzór

$$\tau_{yx} = y \rho g \sin \alpha \quad , \quad /41/$$

który otrzymuje się rozwiązując równanie ruchu przy założeniu jednokierunkowego przepływu cieczy i zerowego naprężenia ścinającego na powierzchni swobodnej. Prędkość poślizgu można obliczyć na podstawie zależności podanych w rozdziale 2.3, a wzór na szybkość ścinania przy dnie kanału wyprowadzić analogicznie do wzoru Mooneya-Rabinowitscha dla przepływu w kapilarze.

Dla cieczy newtonowskiej spływającej w kanale o szerokości nieskończonej otrzymuje się znane zależności

$$v = \frac{\rho g \sin \alpha}{2\mu} /h^2 - y^2/ \quad /42/$$

$$q = \int_0^h v /y/ dy = \frac{\rho g \sin \alpha}{3\mu} h^3 \quad /43/$$

czas

$$Q = 2 b q = \frac{2}{3} b \frac{\mu g \sin \alpha}{\nu} h^3 \quad /44/$$

Posługując się tymi wzorami, a także zależnościami wypro-
wadzonymi na ich podstawie, stwierdzano zgodność teorii z do-
świadczeniem^{11,63/}. Jest oczywiste, że w niektórych przypad-
kach stosowane kryteria zgodności nie były zbyt ostre lub auto-
rom nie zależało na dużej dokładności obliczeń. Yuichi Iwaga-
ki stwierdził^{63/}, że przepływ można było uważać za w pełni jed-
nowymiarowy dla kanału o szerokości 40 cm i stosunku wysokości
warstwy do szerokości nie przewyższających około 0,1.

Jeżeli przyjmie się, że kanał otwarty ma skończoną sze-
rokość 2b, a przepływ odbywa się tylko w kierunku x, nie moż-
na podać rozkładu naprężeń stycznych w warstwie cieczy o pros-
tokątnym przekroju poprzecznym. Dla cieczy newtonowskiej otrzy-
muje się następującą składową x równania ruchu:

$$\frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = -\frac{\rho g \sin \alpha}{\mu} = H \quad /45/$$

Pomijając menisk przy ściankach bocznych, warunki brzego-
we można napisać następująco: $y = h$ lub $z = b$ lub $z = -b$: $v=0$;
 $y = 0$: $\partial v / \partial y = 0$.

Istnieje kilka postaci analitycznego rozwiązania równania⁴⁵
dla przewodu o przekroju prostokątnym /na obszarze prostokąta
o bokach 2a i 2b, na którego ścianach $v=0$ /, z których najbar-
dziej znane jest rozwiązanie S.Timoshenki^{64/} przekształcone
przez W.M.Owena^{63/} /początek układu współrzędnych znajduje się
w punkcie przecięcia osi symetrii prostokąta/

$$v = \frac{1}{2} H /y^2 - a^2/ + \frac{16 Ha^2}{\pi^3} \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1} /2 \cosh \frac{n\pi z}{2a}}{n^3 \cosh \frac{n\pi b}{2a}} \cos \frac{n\pi y}{2a} \quad /46/$$

oraz rozwiązanie podane przez Rouse^{65/}, które można przekształcić do postaci /początek układu współrzędnych znajduje się w narożu prostokąta/

$$v = \frac{1}{2}Hy /y-2a/ + \frac{16Ha^2}{\pi^3} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(2k+1)^3} \frac{\cosh \frac{(2k+1)\pi /z-b/}{2a}}{\cosh \frac{(2k+1)\pi b}{2a}} \sin \frac{(2k+1)\pi y}{2a} \quad /47/$$

Wykonywanie obliczeń według dwóch równoważnych wzorów /46/ i /47/ pozwala na eliminowanie błędów numerycznych przy stosowaniu maszyny cyfrowej.

Można wykazać, że

a/ wszystkie postacie rozwiązania są sobie równoważne, tj. istnieje jednoznaczność rozwiązania;

b/ rozwiązanie dla kanału otwartego jest identyczne z rozwiązaniem dla połowy przewodu o przekroju prostokątnym, przy tej samej wartości stałej H.

Dwie równoważne zależności na szybkość objętościową przepływu w kanale otwartym mogą być otrzymane przez całkowanie wzoru /47/ na połowie obszaru prostokąta

$$Q = \int_0^{2b} \int_0^a v dy dz = \int_0^b \int_0^{2a} v dy dz \quad /48/$$

Oznaczając $b=h/2a$ -szerokość kanału/, otrzymujemy:

$$Q = H \left[\frac{128a^4}{\pi^5} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{/2k+1/^5} \operatorname{tgh} \frac{/2k+1/\pi h}{2a} - \frac{2a^3 h}{3} \right]. \quad /49/$$

Oznaczając natomiast $a=h/2b$ -szerokość kanału/, otrzymuje się:

$$Q = H \left[\frac{128h^4}{\pi^5} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{/2k+1/^5} \operatorname{tgh} \frac{/2k+1/\pi b}{2h} - \frac{2bh^3}{3} \right]. \quad /50/$$

Jeżeli grubość warstwy cieczy jest niewielka w stosunku do szerokości kanału $\pi b/2h > 6$, wzór /50/ ulega znacznemu uproszczeniu:

$$Q = H \left(0,42017h^4 - \frac{2bh^3}{3} \right) . \quad /51/$$

Warunek, który musi spełniać stosunek $h/2b$, aby przy obliczaniu szybkości objętościowej przepływu cieczy newtonowskiej według wzoru /44/ zamiast /49/ lub /50/ nie popełnić błędu większego niż $r_b^0/0$, podaje nierówność

$$\frac{h}{2b} < 0,0079 r_b \quad /52/$$

Oszacowanie, które doprowadziło do wzoru /52/ zamieszczono w Dodatku /rozd.10.1/.

Stwierdzono, że nie zawsze uzyskuje się dokładną zgodność z doświadczeniem wyników obliczeń przeprowadzonych wg wzorów dla kanału o szerokości skończonej. Przypisywano to^{63/} hamującemu oddziaływaniu powierzchni swobodnej cieczy. Ostatnio Fulford^{66/} badając spływ cienkich warstwek cieczy zauważył, że mierzona prędkość liniowa na powierzchni nie osiągała maksimum w centrum kanału, jak można było oczekiwać na podstawie poprzednio podanych równań /46/ i /47/, lecz wzrastała przy zbliżaniu się do ściany, a spadała do zera tylko w bardzo wąskiej strefie przyściennej. Rozwiązując metodą numeryczną równanie ruchu /45/ dla ustalonego przepływu z uwzględnieniem ciśnienia kapilarnego w zakrzywionej części menisku i zakrzywionego kształtu powierzchni swobodnej, cytowany autor otrzymał dla kilku przypadków rozkłady prędkości w meniskowej części filmu wodnego. Obliczone wartości lokalnych prędkości przepływu dobrze zgadzały się z wynikami pomiarów. Prędkość przyjmowała naj-

większe wartości na powierzchni menisku. W cytowanej pracy nie omówiono jednak metody rozwiązania w sposób umożliwiający jej wykorzystanie.

Wstępne obserwacje doświadczalne wskazywały na niezgodność wyników pomiarów i rezultatów obliczeń wykonanych według równ./44/. Spowodowało to podjęcie próby opracowania teoretycznego opisu przepływu cieczy w kanale oraz dokładnego sprawdzenia zgodności obliczeń z pomiarami szybkości objętościowej przepływu.

Zaprojektowany kanał posiadał wymiary zbliżone do stosowanych przez autorów, którzy badali efekty przyścienne.

4.1.2. Sformułowanie problemu

Równania ruchu rozwiązane zostały przy następujących założeniach upraszczających:

przepływ ustalony odbywa się tylko w kierunku osi x ;

powierzchnia swobodna strumienia przy ściankach bocznych tworzy meniski nie zmieniające się wzdłuż osi x ;

wektor napięcia powierzchniowego na granicy trzech faz leży w płaszczyźnie y, z , stąd $\partial p / \partial x = 0$.

Składowe równania ruchu podaje wzór /45/ oraz równania

$$-\frac{\partial p}{\partial y} + \rho g \cos \alpha = 0, \quad /53/$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0. \quad /54/$$

Zależności /53/ i /54/ opisują rozkład ciśnień poza obszarem meniskowym /w obszarze ograniczonym powierzchnią x, z i ścianami kanału/.

Dla wyznaczenia pola prędkości trzeba rozwiązać wyłącznie pierwsze równanie ruchu /45/ na obszarze dwuwymiarowym S le-

żącym w płaszczyźnie y, z , ograniczonym prostymi $y=h$, $z=b$ i $z = -b$ oraz oddzielnie obliczoną krzywą $-y = f / z /$ podającą wysokość wzniesienia kapilarnego /rys.1/. Warunki brzegowe można napisać następująco:

$$v=0 \text{ dla } y=h, \quad z=b \text{ lub } z = - b ; \quad /55/$$

$$\frac{\partial v}{\partial n} = 0 \text{ dla } -y = f / z / \quad /56/$$

$/n$ - kierunek normalny do powierzchni swobodnej cieczy/.

Rozwiązanie $v / y, z /$ będzie sumą dwóch funkcji $v_1 / y, z / + v_2 / y, z /$. Funkcja

$$v_1 / y, z / = \frac{H}{2} / y^2 - b^2 /$$

spełnia równanie /45/ dla wszystkich $/y, z /$ należących do S , a także warunek $z = \pm b : v_1 / y, z / = 0$.

Funkcja $v_2 / y, z /$ jest rozwiązaniem równania Laplace'a na obszarze S przy warunkach brzegowych

$$z = \pm b : v_2 / y, z / = 0 ; \quad y = h : v_2 / y, z / = - v_1 / y, z / ;$$

$$- y = f / z / : \frac{\partial v_2}{\partial n} = - \frac{\partial v_1}{\partial n} .$$

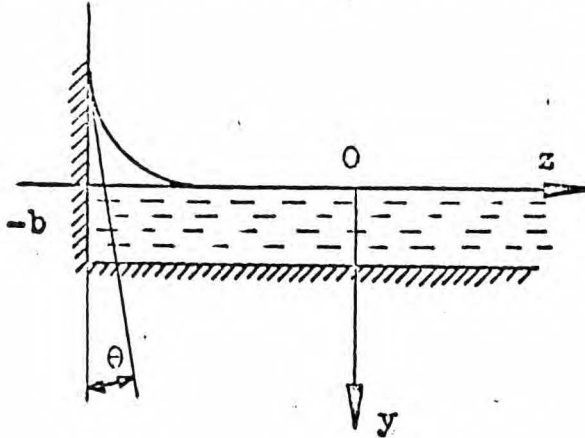
Jednoznaczność rozwiązania tego zagadnienia brzegowego można udowodnić na podstawie twierdzeń dotyczących funkcji harmonicznej.

Szybkość objętościową przepływu w kanale wyraża całka

$$Q = \iint_S v \, dydz . \quad /57/$$

Sposób obliczania kształtu powierzchni swobodnej cieczy zależy od wymiarów kanału. Dla kanałów wąskich, o szerokości mniejszej niż około 2,5 cm, należy obliczać kształt powierzchni cieczy rozpatrując podnoszenie się jej pod wpływem napięcia

powierzchniowego między ścianami kanału, traktowanymi jako płaskie powierzchnie równoległe. Jeżeli szerokość kanału wynosi kilka centymetrów, kształt powierzchni menisku przy ścianie można wyznaczyć przy założeniu półnieskończonej szerokości kanału /rys.2/. Przyjmujemy, że powierzchnia cieczy w środkowej



Rys.2 Przekrój poprzeczny kanału
o szerokości półnieskończonej

części kanału pokrywa się z płaszczyzną x, z z dokładnością wystarczającą do obliczeń numerycznych. Po obydwu stronach zakrzywionej powierzchni cieczy występuje w dowolnym punkcie różnica ciśnień, którą można obliczyć na podstawie równania Younga i Laplace'a:

$$\Delta p = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \dots \quad /58/$$

Przekrój powierzchni cieczy płaszczyzną x, y jest prostą, stąd $1/R_1 = 0$. Przekrój powierzchni cieczy płaszczyzną y, z jest krzywą $-y = f(z)$.

Stosując wzór na promień krzywizny krzywej płaskiej i oznaczając $df(z)/dz = y'$, otrzymujemy z równania /58/

$$\Delta p = -\sigma \frac{y'''}{[1 + /y'/^2]^{3/2}} \quad /59/$$

Przyjmujemy, że różnica ciśnień po obydwu stronach powierzchni menisku jest równa działającej w kierunku y składowej ciśnienia grawitacyjnego słupa cieczy

$$\Delta p = - \rho gy. \quad /60/$$

Na podstawie wzorów /60/ i /59/ otrzymujemy

$$\rho gy = \sigma \frac{y'''}{[1 + /y'/^2]^{3/2}} \quad /61/$$

Równanie to trzeba rozwiązać przy następujących warunkach brzegowych:

$$z = \infty : y = y' = 0 \quad /62/$$

/brak oddziaływania napięcia powierzchniowego w nieskończonej odległości od ściany/

$$z = -b : y' = \text{ctg } \theta \quad \text{lub} \quad -y = A \sqrt{1 - \sin^2 \theta} \quad /63/$$

Równanie /61/ wraz z warunkami brzegowymi /62/ i /63/ jest pod względem formalnym identyczne z równaniem opisującym kształt nieruchomej powierzchni cieczy w polu grawitacyjnym ograniczonej z jednej strony przez pionową ścianę płaską. Kształt menisku przyjęty w obliczeniach w stosunku do przedstawionego na rys.1 układu współrzędnych x, y, z nie zależy zatem od kąta α nachylenia podłużnej osi kanału do poziomu.

4.1.3. Metoda obliczenia.

Rozwiązanie analityczne równania /61/ jest znane. Pierwsze całkowanie i wykorzystanie warunku /62/ prowadzi do zależności

$$\frac{1}{\sqrt{1 + /y'/^2}} = 1 - \frac{y^2}{A^2} \quad /64/$$

Powtórne całkowanie, przy uwzględnieniu warunku /63/, pozwala otrzymać rozwiązanie analityczne^{67/}, które zostało jednak uznane za niedogodne do obliczeń numerycznych ze względu na uwikłaną postać. Korzystano więc bezpośrednio z równania /64/ i obliczono kształt powierzchni menisku numerycznie metodą łamanych, dysponując wyznaczoną doświadczalnie wartością stałej kapilarnej A. Wprowadzając oznaczenia

$$k = -y = f / z / \quad \text{oraz} \quad l = z + b, \quad /l \text{ jest odległością od ściany kanału/}$$

równanie /64/ można zastąpić równaniem różnicowym

$$\frac{k_n - k_{n+1}}{l_{n+1} - l_n} = \frac{k_n \sqrt{2A^2 - k_n^2}}{A^2 - k_n^2} \quad /65/$$

Kształt krzywej meniskowej wyznaczono obliczając położenie znajdujących się na niej trzydziestu punktów. Wiadomo /patrz wzór /63//, że w punkcie zetknięcia ze ścianą wysokość wzniesienia powierzchni cieczy zwilżającej ścianę nad poziom odniesienia jest równa stałej kapilarnej, a więc $k_0 = A$ gdy $l_0 = 0$. Założono, że $l_1 = 0$, $k_1 = A - 0,005$ cm /na niewielkim odcinku na ścianie krzywa meniskowa przebiega pionowo/. Wartość obranej różnicy $k_n - k_{n+1}$ była jednakowa dla wszystkich punktów o n od 2 do 25, natomiast dla punktów o n od 26 do 30 pięciokrotnie mniejsza z uwagi na kształt powierzchni menisku. Przyjęto, że $k_{30} = 0,001$ cm. Otrzymana w wyniku obliczeń długość kroku $l_{n+1} - l_n$ była tym mniejsza, im bliżej ściany znajdowały się rozpatrywane punkty. Dla trzydziestu obranych punktów powierzchni menisku zestawiono tabelę współrzędnych /k,l/. /Patrz Dodatek, rozdz.10.2/.

Rozwiązanie numeryczne równania /45/ na obszarze S, przy warunkach granicznych /55/ i /56/, oraz obliczenie całki /57/

wykonano w Centrum Obliczeniowym PAN^{68/}. Zagadnienie zostało rozwiązane przez sprowadzenie go do równoważnej postaci całkowej. Równanie całkowe zamienione na układ równań algebraicznych rozwiązano numerycznie na maszynie cyfrowej Odra-1204 metodą kolejnych przybliżeń. Krzywą $-y = f / z /$ aproksymowano lokalnie parabolą przechodzącą przez trzy kolejne punkty leżące na krzywej, co pozwalało na dokładne wyznaczanie pochodnych normalnych. Na podstawie oszacowania błędu metody numerycznej stwierdzono^{68/}, że wartości funkcji $v / y, z /$ w poszczególnych punktach obszaru S, uzyskane w wyniku obliczeń, można uważać za dokładne do trzech cyfr po przecinku. Wartości całek /57/ zostały obliczone z dokładnością do drugiej cyfry po przecinku.

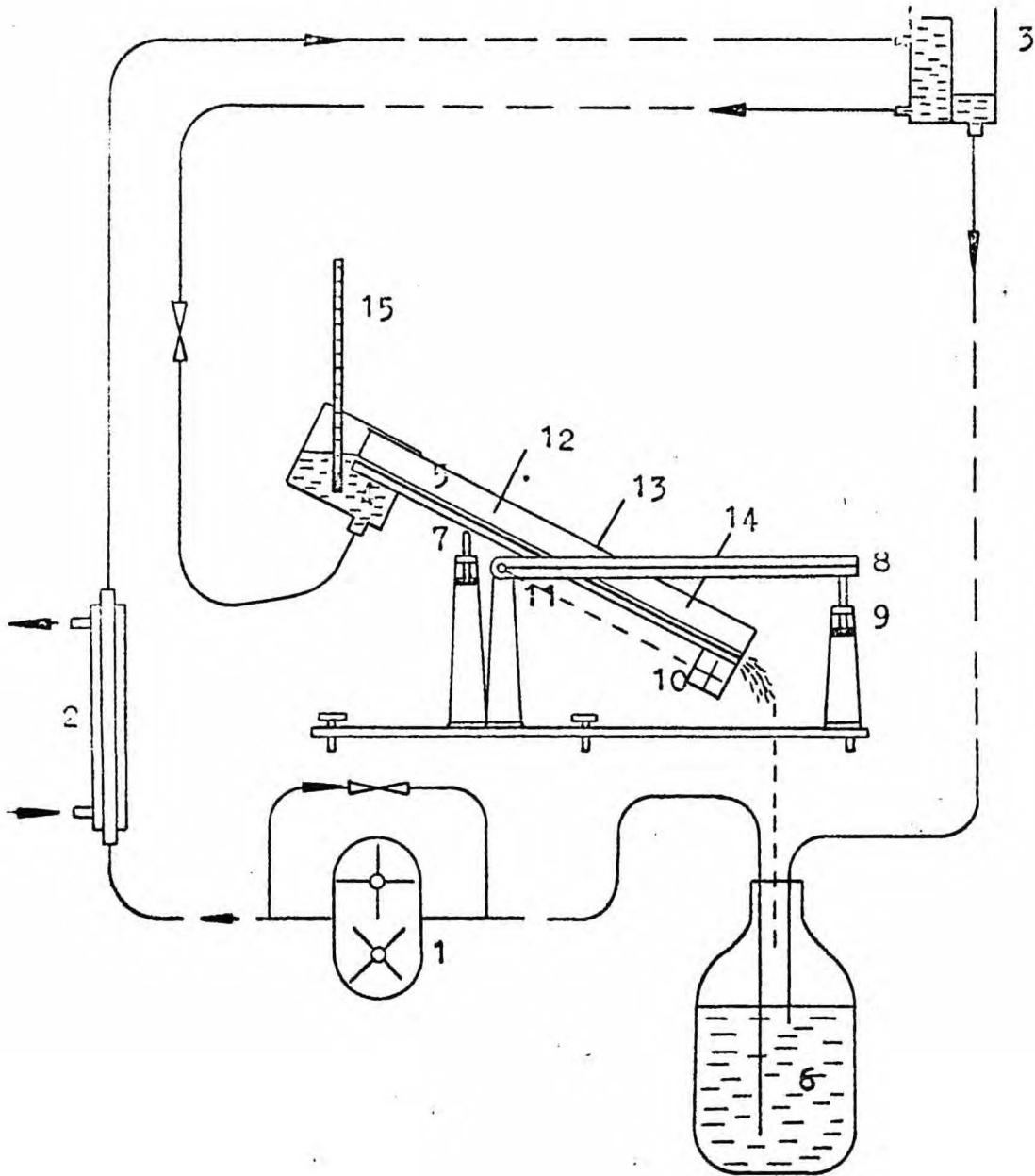
4.1.4. Część doświadczalna

Schemat obiegu cieczy i kształt kanału były wzorowane na aparaturze opracowanej przez Astaritę i współpracowników^{11/}.

Pompa zębata 1^{*}/rys.3/ podawała znajdującą się w obiegu ciecz przez chłodnicę 2 do zbiornika przelewowego 3, skąd część cieczy spływała przez zbiornik 4 do kanału pomiarowego 5 o przekroju prostokątnym. Nadmiar cieczy odprowadzano do butli 6. Kąt nachylenia kanału zmieniano obracając śrubę 7. Listwa z naniesioną na niej linią 8 była osadzona na wspólnej osi obrotu z kanałem. Listwę ustawiano w położeniu poziomym, obracając śrubę 9.

Na podstawie znanej dokładności wykonania poszczególnych części kanału i jego umocowania oraz uzupełniających pomiarów ustalono rzeczywiste położenie osi obrotu w stosunku do dna

^{*}/ Pompa była prototypem produkcji Wytwórni Sprzętu Komunikacyjnego wo Wrocławiu. Zgodnie z danymi producenta, wahania ciśnienia w cieczy wywołane pracą pompy nie przekraczają $\pm 0,5$ b.



Rys.3 Schemat aparatury z kanałem otwartym

kanału. Obliczenia wykazały, że błąd wzajemnego ustawienia osi i dna kanału był mały i nie wpływał na wyniki doświadczeń.

Przed każdym doświadczeniem poziomowano kanał w kierunku prostopadłym do jego długości, obserwując wskazania poziomnicy o przewodze $5,5 \pm 0,3'$ ustawionej na dnie kanału. Błąd poziomowania poprzecznego wynosił $1,4 \pm 0,3'$. Długość kanału wynosiła 600 mm, szerokość wewnętrzna $60,2 \pm 0,1$ mm.

W czasie doświadczeń ciecz spływała z praktycznie stałą szybkością, ruchem laminarnym, w ustalonej temperaturze. Na powierzchni cieczy nie tworzyły się fale.

Pomiaru kąta nachylenia kanału do poziomu dokonywano mierząc katetometrem o dokładności odczytu 0,1 mm odległość między poziomą linią na listwie a środkiem krzyża 10 /rys.3/ wyrytego na płycie przymocowanej do dolnej powierzchni kanału. Błąd względny pomiaru sinusa kąta nachylenia nie przekraczał $\pm 0,82$ %.

Temperaturę cieczy mierzono w zbiorniku 4 termometrem 15 z dokładnością do $\pm 0,1$ °C. Przeciętne wahania temperatury nie przekraczały 0,2 °C. Natężenie masowe przepływu cieczy oznaczano metodą wagową z przeciętnym błędem $\pm 0,8$ %. Grubość warstwy cieczy mierzono trzema śrubami mikrometrycznymi 12,13,14 o dokładności odczytu 0,01 mm, rozmieszczonymi na podłużnej osi kanału w następujących odległościach od jego wlotu: 200, 350 i 500 mm. Końce śrub były zaopatrzone w nasadki o kształcie stożków ściętych. Zbliżając powoli koniec /szpic/ śruby do powierzchni cieczy obserwowano moment deformacji jej lustra. Mierzona grubość warstwy w osi kanału stanowiła różnicę odczytów położenia powierzchni cieczy i dna kanału.

Maksymalny błąd bezwzględny samego pomiaru grubości warstwy cieczy wynosił $\pm 0,01$ mm. Wyznaczenie przeciętnej grubości warstwy było jednak mniej dokładne. Wahania grubości warstwy cieczy w czasie, w określonym punkcie pomiarowym, przy praktycznie stałym przepływie sięgały $\pm 0,02$ mm. Warstwa cieczy zwężała się w kierunku spływu. Różnice między wskazaniem śrub 12 i 14 sięgały maksymalnie 0,07 mm, a przeciętnie wynosiły 0,04 mm. Za wynik pomiaru grubości warstwy przyjmowano wartość średnią dla trzech punktów pomiarowych.

Przeprowadzając doświadczenia przy mniejszych szybkościach masowych przepływu zaobserwowano, że błąd pomiaru szybkości stawał się znikomo mały, natomiast odgrywały pewną rolę zmiany szybkości przepływu w dłuższych odcinkach czasu, wywołane przez nierównomierną pracę pompy. W związku z tym obliczono średnie wartości mierzonych wielkości oddzielnie dla początkowej i końcowej części jednego cyklu pomiarowego, a dla najmniejszych prędkości spływu wartości dla etapu pośredniego /dane oznaczone literami a, b i c przy numerze doświadczenia w tabelach/.

Wahania mierzonej szybkości masowej przepływu dla danego doświadczenia na ogół nie przekraczały 1 %.

Spływającą cieczą był olej transformatorowy o znanych własnościach fizycznych opisanych w rozdz.3.1.3. Wyniki doświadczeń zestawiono w tabeli 1. Bezpośrednie wyniki pomiarów oraz wyniki obliczeń numerycznych zamieszczono w Dodatku /rozdziały 10.3 i 10.4/.

Tabela 1.

Nr dośw.	Masowe natężenie przepływu g/s	Temperatura °C	Wysokość warstwy ciecży mm	$\sin \alpha$
1	21,6	17,25	3,21	0,1306
2a	0,597	18,75	0,84	
2b	0,543	18,6	0,82	0,1286
3	3,43	17,1	1,67	0,1329
4	7,72	16,45	2,26	0,1329
5a	0,344	18,7	0,67	
5b	0,356	18,8	0,675	0,1329
5c	0,339	18,85	0,66	
6a	1,801	17,4	1,31	
6b	1,813	17,45	1,32	0,1337
7a	1,709	17,35	0,895	
7b	1,703	17,38	0,89	0,3489
8a	1,234	18,15	0,78	
8b	1,224	18,2	0,78	0,3489
9a	0,440	19,15	0,50	
9b	0,41	19,35	0,49	0,3489
9c	0,38	19,4	0,48	
10a	2,67	16,9	1,08	
10b	2,71	17,0	1,07	0,3486
11	3,70	16,85	1,21	0,3483
12	2,855	16,8	1,10	0,3483
13	7,19	17,8	1,53	0,3483

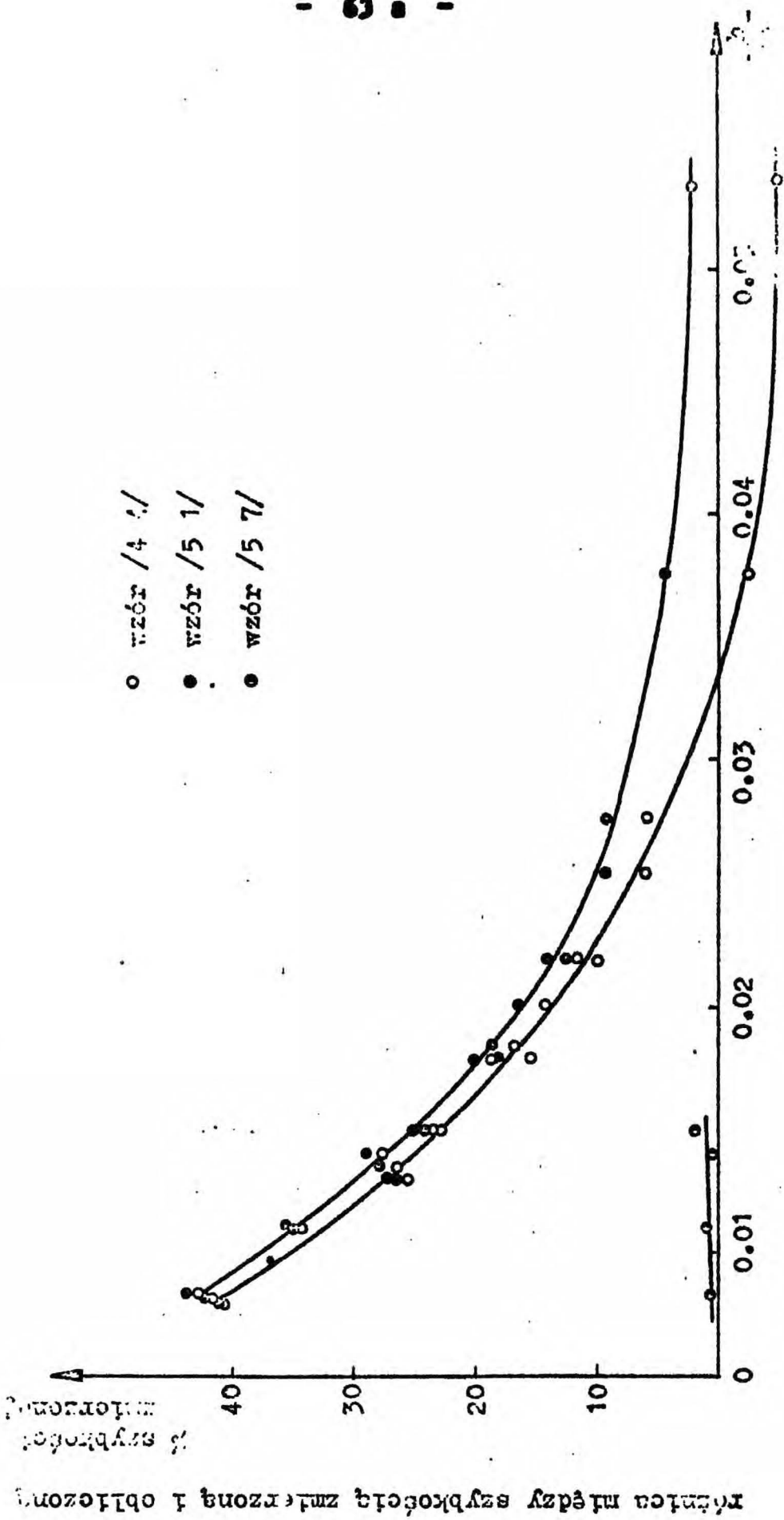
4.1.5. Porównanie wartości szybkości objętościowej przepływu zmierzonych i obliczonych na podstawie wzorów teoretycznych.

Dla wszystkich doświadczeń obliczono szybkość objętościową przepływu oleju transformatorowego stosując zależności dla kanału o szerokości nieskończonej /wzór (44)/ i dla kanału o szerokości $2b$ z pominięciem obecności menisku /wzór (51)/.

Obliczenia numeryczne szybkości objętościowej przepływu przy uwzględnieniu sił napięcia powierzchniowego według wzoru /57/ wykonano dla czterech doświadczeń /nr 2a, 5a, 7b i 9a/, które charakteryzowały się małą grubością warstwy spływającej cieczy. W obliczeniach przyjęto $A = 0,25$ cm, $b = 3,01$ cm. Wyniki obliczeń zestawiono w tabeli 2.

Dla każdego z doświadczeń obliczono różnice między zmierzoną szybkością objętościową przepływu cieczy, a szybkościami obliczonymi na podstawie wzorów teoretycznych. Rys.4 przedstawia zależność różnic /wyrażonych jako procent szybkości zmierzonej/ od stosunku wysokości warstwy cieczy do szerokości kanału. Różnice względne prawie nie zależą od wartości stałej H .

Stosując wzór /44/ przyjmuje się dwa założenia upraszczające w stosunku do rzeczywistości: pomija się oddziaływanie menisku, którego obecność zwiększa szybkość objętościową oraz zaniedbuje się hamowanie przepływu cieczy przez ściany boczne kanału. Istnieje zakres grubości spływających warstw, dla którego obydwa przeciwstawne efekty kompensują się. Otrzymuje się wówczas pozorną zgodność wzoru /44/ z wynikami doświadczeń. Jest oczywiste, że zgodność ta nie upoważnia do twierdzenia, że rozkład naprężeń w kanale rzeczywistym odpowiada rozkładowi



Rys.4 Różnica między szybkościami objętościowymi spływu cieczy zmierzonymi i obliczonymi dla kanału otwartego

róznica między szybkością zmierzoną i obliczoną

Tabela 2,

Nr do- świad- czenia	$\frac{h}{2b}$	-H $\text{cm}^{-1} \text{s}^{-1}$	Zmierzo- na szyb- kość ob- jętoś- ciowa przepły- wu $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$	Szybkość objętościowa prze- pływu obliczona na podstawie wzoru		
				/44/ $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$	/51/ $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$	/57/
9c	0,00797	1153	0,4299	0,2559	0,2533	
9b	0,00814	1150	0,4638	0,2715	0,2687	
9a	0,00831	1136	0,4972	0,2850	0,2820	0,496
5c	0,0110	427,1	0,3831	0,2464	0,2430	
5a	0,0111	424,0	0,3887	0,2559	0,2523	0,385
5b	0,0112	426,2	0,4023	0,2630	0,2593	
8a	0,0130	1082	1,394	1,030	1,013	
8b	0,0130	1085	1,383	1,033	1,016	
2b	0,0136	408,0	0,6136	0,4514	0,4436	
2a	0,0140	411,3	0,6746	0,4892	0,4806	0,673
7b	0,0148	1041	1,922	1,473	1,446	1,888
7a	0,0149	1038	1,929	1,493	1,465	
10b	0,0178	1018	3,059	2,503	2,447	
10a	0,0179	1013	3,014	2,561	2,503	
12	0,0183	1006	3,222	2,687	2,625	
11	0,0201	1010	4,176	3,591	3,500	
6a	0,0218	398,9	2,033	1,800	1,751	
6b	0,0219	399,7	2,046	1,845	1,794	
13	0,0254	1061	8,120	7,626	7,382	
3	0,0277	390,2	3,871	3,647	3,519	
4	0,0375	377,1	8,713	8,735	8,322	
1	0,0533	386,6	24,38	25,66	23,94	

naprężeń obliczonemu dla kanału o szerokości nieskończonej.

Wzór /51/ uwzględnia tylko oddziaływanie ścian bocznych kanału zmniejszające szybkość przepływu, a pomija wpływ menisku. Wyniki obliczeń uzyskane na podstawie wzoru /51/ stają się zgodne z doświadczeniem dla grubszych warstw cieczy.

Wartość całki /57/ nie jest silnie uzależniona od położenia krzywej meniskowej; dokładność oznaczenia napięcia powierzchniowego zastosowaną przez nas metodą okazała się wystarczająca dla otrzymania wyników obliczeń zgodnych z doświadczeniem.

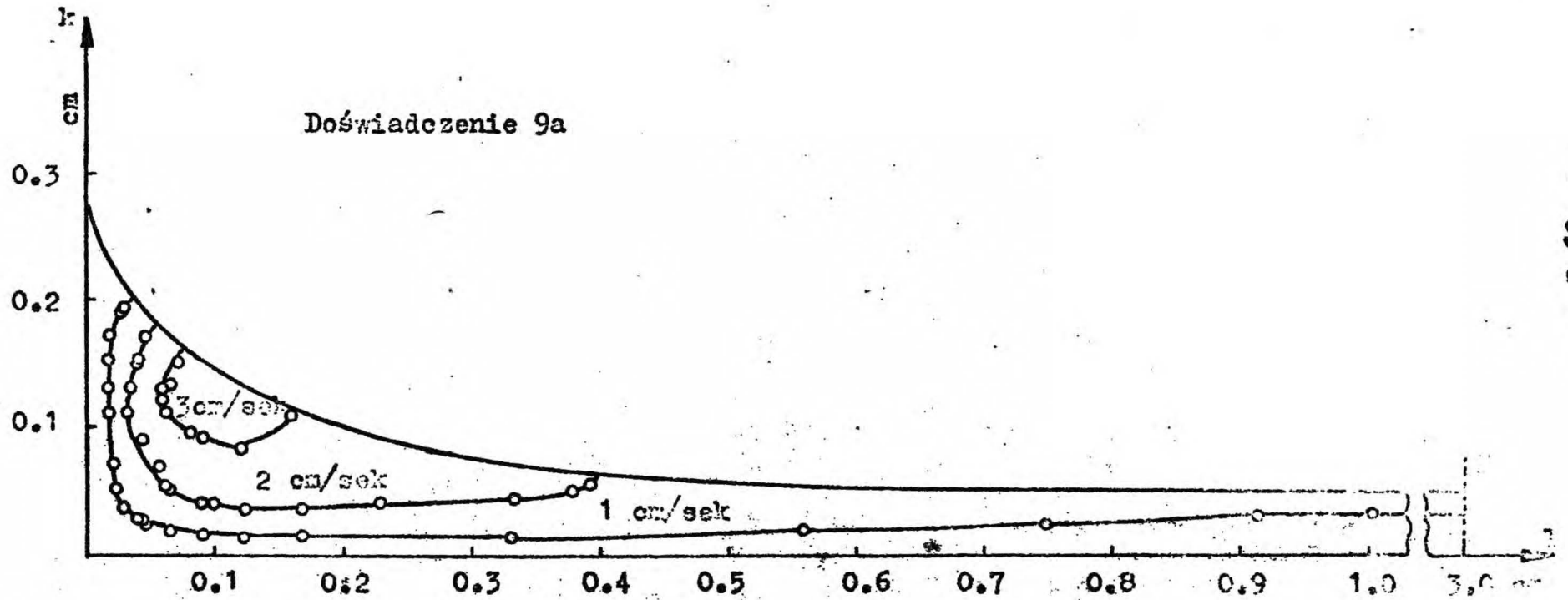
Zastosowanie do wyników doświadczeń kryterium Benjamina /patrz Dodatek/ pozwoliło stwierdzić, że niewielkie przekroczenie przez liczbę Reynoldsa wartości $5/6 \text{ ctg } \alpha$ nie powodowało jeszcze, w obecności menisków, zakłócenia stabilności spływu. Nierówność /40/ stanowi więc godne zaufania kryterium braku fal powierzchniowych w kanale otwartym.

W czasie doświadczeń z przepływem wody /nie omawianych w tej pracy/ zaobserwowano, że przy braku stabilności spływu pojawiały się na powierzchni cieczy zakłócenia nie mające charakteru dobrze wykształconych fal.

4.1.6. Prędkości liniowe cieczy w kanale.

Rys.5 przedstawia rozkład prędkości liniowych w poprzecznym przekroju kanału obliczony dla warunków doświadczenia 9a /prędkości liniowe nie były wyznaczane doświadczalnie w tej pracy/.

Współrzędne punktów leżących na liniach równych prędkości wyliczono stosując interpolację liniową bezpośrednich wyników obliczeń maszyny cyfrowej. Charakter otrzymanego wykresu jest analogiczny do podanego przez Fulforda^{66/} dla spływu cienkiej warstwy wody.



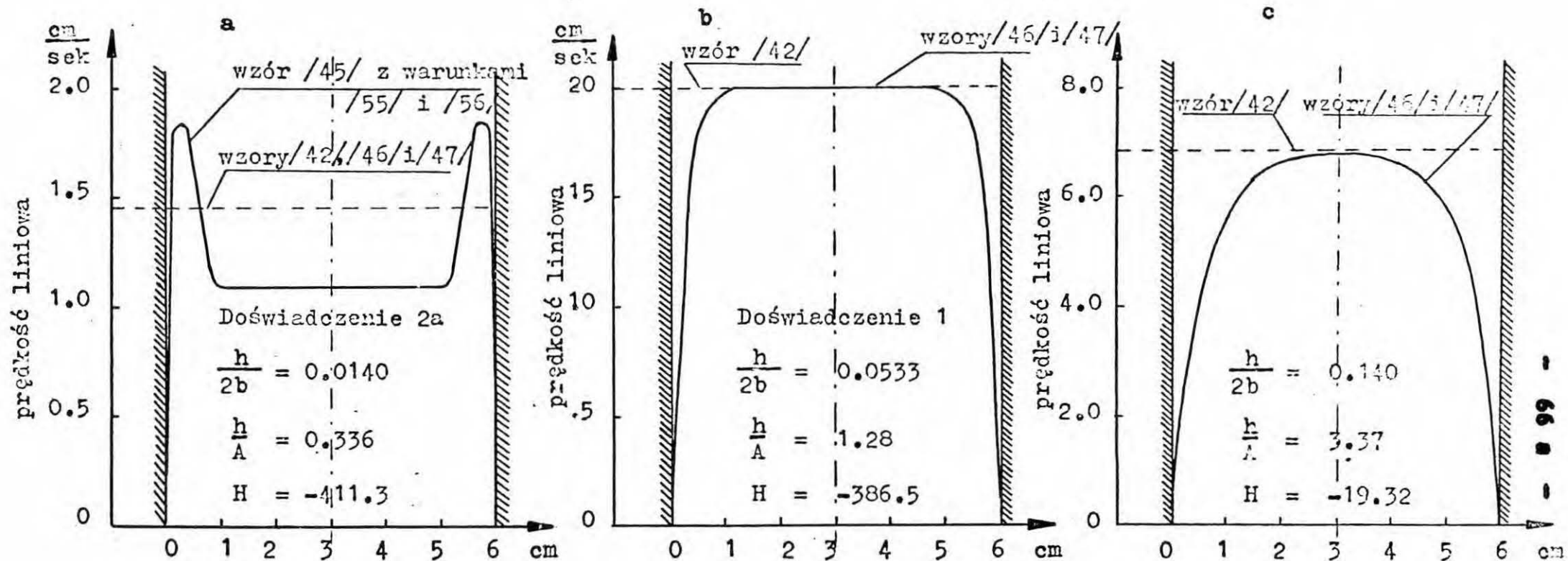
Rys.5 Rozkład prędkości liniowych w warstwie cieczy w kanale otwartym

Teoretyczne rozkłady prędkości cieczy na powierzchni warstwy, wyznaczone z równań /42/ i /47/ oraz metodą numeryczną^{63/} /rozwiązanie równania /45/ z warunkami brzegowymi /55/ i /56// pokazano na rys.6. Obliczenia wykonano dla przepływu oleju transformatorowego w kanale opisanym w tej pracy. Rys.6a dotyczy spływu bardzo cienkiej warstewki cieczy tj.warunków, w których można założyć nieskończoną szerokość kanału, natomiast nie można zaniedbać wpływu napięcia powierzchniowego /według danych doświadczenia 2a/, Rys.6b przedstawia rozkłady prędkości dla warstwy o wyższej grubości /wg danych doświadczenia 1/, dla której ujawnia się oddziaływanie ścian bocznych kanału, a wpływ napięcia powierzchniowego staje się mały i można go w przybliżeniu pominąć. Rys.6c przedstawia rozkłady prędkości powierzchniowej warstwy o dużej grubości /8,43 mm, $\sin\alpha = 0,00653$, $t_f = 17,25^\circ\text{C}$ /. Na rysunku widać wyraźnie wpływ ścian bocznych kanału. W tym przypadku pominięto, ze względów oczywistych, porównanie wyników obliczeń według równań /42/ i /47/ z obliczeniami numerycznymi uwzględniającymi wpływ menisku.

4.1.7. Wnioski

Wyniki doświadczeń potwierdzają słusność zastosowanego opisu matematycznego przepływu cieczy opartego na równaniu ruchu i równaniu kapilarności. W odniesieniu do niewielkich kanałów i cienkich warstw cieczy /o grubości w centrum rzędu wysokości menisku lub mniejszej/ nie można zakładać przy wykonywaniu obliczeń nieskończonej szerokości kanału. Błąd tego rodzaju obliczenia jest tym większy, im mniejsza jest grubość warstwy cieczy.

Przy stosowaniu spływów warstewkowych cieczy w kanałach otwartych w celach pomiarowych /np.do pomiaru własności reologicznych/, przyjmowanie w opisie matematycznym nieskończonej szerokości kanału może prowadzić do błędów w interpretacji wyników.



Rys.6 Profile prędkości liniowej cieczy na powierzchni warstwy w kanale otwartym

4.2. Weryfikacja przewodu o przekroju prostokątnym jako reometru do badania zjawisk przyściennych.

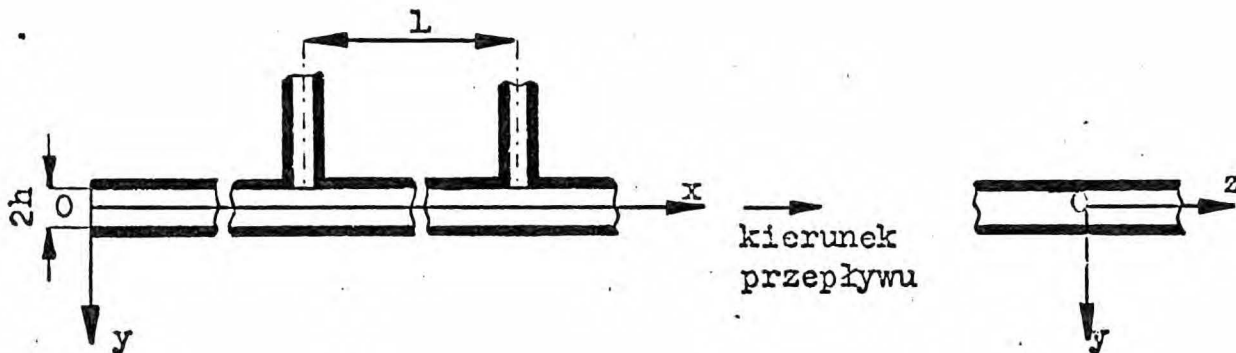
4.2.1. Wprowadzenie

Następstwem stwierdzenia, że spływ w kanale otwartym o szerokości kilku centymetrów nie jest przepływem wiskozymetrycznym było podjęcie próby zastosowania prostego przewodu zamkniętego o przekroju poprzecznym w kształcie wydłużonego prostokąta jako reometru do badania efektów przyściennych.

Część pomiarowa przyrządu znajdowała się poza obszarem wlotowym, przepływ w niej był laminarny, ustalony w czasie i uformowany.

Rozkład naprężeń stycznych w cieczy opisuje w przybliżeniu wzór wyprowadzony dla przepływu w szczelinie między równoległymi płaszczyznami półnieskończonymi:

$$\tau_{yx} = \frac{\Delta p}{L} \cdot y \quad /66/$$



Rys.7 Schemat szczeliny między równoległymi płaszczyznami półnieskończonymi

Szybkość objętościową cieczy na jednostkę szerokości szczeliny przy założeniu przepływu jednowymiarowego oraz możliwości istnienia niezerowej prędkości poślizgu v_p na ścianie stałej podaje wzór:

$$q = 2h v_p + 2 \frac{h^2}{\tau_w^2} \int_0^{\tau_w} \tau_{yx} f(\tau_{yx}) d\tau_{yx} \quad /67/$$

$f(\tau_{yx})$ - szybkość ścinania jako funkcja naprężenia stycznego w cieczy.

Naprężenie ścinające na ścianie przewodu

$$\tau_w = \frac{\Delta p}{L} h \quad /68/$$

Dla cieczy newtonowskiej

$$q = \frac{2}{3} \frac{h^3}{\mu} \frac{\Delta p}{L} \quad /69/$$

Dla cieczy, której własności opisuje zależność potęgowa

$$q = \frac{2n}{2n+1} h \frac{2n+1}{n} \left(\frac{\Delta p}{L k} \right)^{\frac{1}{n}} \quad /70/$$

Szybkość objętościowa cieczy w przewodzie o szerokości $2b$:

$$Q = 2b \cdot q, \quad /71/$$

a więc dla cieczy newtonowskiej

$$Q = \frac{4}{3} b \frac{h^3}{\mu} \frac{\Delta p}{L} \quad /72/$$

Rozkład prędkości liniowych cieczy newtonowskiej w szczelinie o szerokości nieskończonej podaje wzór

$$v = \frac{1}{2\mu} \frac{\Delta p}{L} (h^2 - y^2) \quad /73/$$

Prędkość poślizgu traktowana jako funkcja naprężenia przy ścianie jest współczynnikiem kierunkowym wykresu $\frac{Q}{4b h^2}$ w zależności od $\frac{1}{h}$ przy stałym τ_w . Wynika to z przekształconego wzoru

/67/:

$$\frac{Q}{4b h^2} = \frac{v_p}{h} + \frac{1}{\tau_w^2} \int_0^{\tau_w} \tau f / \tau / d\tau \quad /74/$$

Po ewentualnym skorygowaniu danych doświadczalnych można obliczyć szybkość ścinania na ścianie szczeliny stosując wzór wyprowadzony^{x/} analogicznie do zależności Mooneya-Rabinowitsha^{24/} dla reometru kapilarnego

$$\dot{\gamma}_w = f / \tau_w / = \frac{Q}{4b h^2} \left(2 + \frac{d \ln \frac{Q}{4b h^2}}{d \ln \tau_w} \right) \quad /75/$$

Dla cieczy newtonowskiej $f / \tau_w / = 3 Q / 4b h^2$ /76/

Rozkład prędkości liniowych cieczy newtonowskiej w prostym przewodzie prostokątnym podają wzory /46/ i /47/ w których stała H jest zdefiniowana następująco:

$$H = - \frac{\Delta p}{\mu L} \quad /77/$$

Wielkość błędu B wyznaczenia szybkości objętościowej, wynikającego ze stosowania do przepływu w przewodzie o szerokości skończonej uproszczonego modelu szczeliny o szerokości nieskończonej /wzór /72//, można obliczyć dla cieczy newtonowskiej na podstawie zależności prawie identycznych jak wyprowadzone dla kanału otwartego /wzory /50/ i /51// uwzględniając, że kanał stanowi połowę obszaru szczeliny i że stała H ma dla niej znaczenie podane wzorem /77/.

W tabeli 3 zamieszczono wyniki obliczenia błędu B według wzoru wyprowadzonego dla niewielkich wartości $\frac{h}{b}$:

$$B = \frac{42,017}{\frac{2b}{3h} - 0,42017} \quad /78/$$

B jest wyrażone w procentach szybkości objętościowej przepływu, której wartość /zmniejszoną o połowę/ podaje zależność /51/.

*/ patrz strona 78

Tabela 3

Procent błędu obliczenia na podstawie zależności /72/ szybkości objętościowej przepływu cieczy newtonowskiej w przewodzie o przekroju prostokątnym

b/h	30	32	34	35	36	38	40	42	44
B	2,15	2,01	1,89	1,83	1,78	1,69	1,60	1,52	1,45

b/h	46	48	50	52	54	56	58	60	62
B	1,39	1,33	1,28	1,23	1,18	1,14	1,10	1,06	1,03

b/h	64	66	68	70	80	90	100	120
B	0,99	0,96	0,94	0,91	0,79	0,71	0,63	0,53

Błąd względny obliczenia wysokości szczeliny na podstawie znanej szybkości objętościowej przepływu i spadku ciśnienia wzorcowej cieczy newtonowskiej będzie w przybliżeniu trzy razy mniejszy.

Oszacowanie najmniejszej dopuszczalnej odległości między wlotem do szczeliny, a pierwszym punktem poboru ciśnienia, /czyli długości odcinka szczeliny, po którego przebyciu profil prędkości cieczy różni się wystarczająco mało od profilu uformowanego/, jest możliwe na podstawie obliczeń teoretycznych. W literaturze istnieją rozwiązania zagadnienia polegającego na wyznaczeniu rozkładu prędkości liniowej cieczy płynącej ruchem laminarnym w części wlotowej szczeliny między dwiema płaszczyznami półnieskończonymi. Ciecz o stałej gęstości i własnościach reologicznych ma w całym wlotowym przekroju poprzecznym jednakową, ustaloną w czasie prędkość U . Pomija się wpływ siły grawitacyjnej na

przepływ. Uformowany profil prędkości stanowi rozwiązanie graniczne do którego zbliżają się profile, gdy długość szczeliny dąży do nieskończoności.

Zagadnienie wlotu do szczeliny można uznać za w pełni opracowane dla cieczy newtonowskiej. Autorzy rozwiązywali analitycznie uproszczone równanie ruchu, stosowali równania warstwy granicznej Prandtla lub posługiwali się kombinacją obydwu metod, rozwiązywano także numerycznie równanie ruchu. Rezultaty różnych sposobów podejścia są do siebie zbliżone, co wykazano na wykresie porównawczym zamieszczonym w pracy E.M.Sparrowa i współpracowników^{69/}. Wyniki obliczeń wskazują, że prędkość liniowa cieczy newtonowskiej na osi szczeliny będzie różniła się mniej niż o 2,5 % od prędkości uformowanej, jeżeli

$$x_{wl} \geq 0,2 h Re, \text{ gdzie } Re = \frac{Uh}{\nu} \quad /79/$$

x_{wl} - odległość od przekroju wlotowego do szczeliny, mierzona wzdłuż osi x.

Dla cieczy nienewtonowskiej czysto lepkiej o własnościach reologicznych opisywanych zależnością potęgową można obliczyć długość odcinka wlotowego korzystając z wykresu, na którym przedstawiono wyniki obliczeń numerycznych M.Collinsa i W.R.Schowaltera^{70/} opartych na równaniu warstwy granicznej i uproszczonym równaniu ruchu.

Istnieje analogia zjawisk fizycznych formowania się profilu prędkości w obszarach wlotowych prostej rury i przewodu o przekroju poprzecznym w kształcie wydłużonego prostokąta. Wynika stąd podobieństwo metod obliczeniowych i wzorów stosowanych dla rury i szczeliny. W literaturze nie znaleziono opisu do-

Świadczeń dotyczących pomiaru prędkości liniowych cieczy w obszarze wlotowym szczeliny.

Istnieją jednak prace, w których stwierdzano dobrą zgodność między wynikami obliczeń i doświadczeń dla cieczy newtonowskiej i dla czysto lepkich cieczy nienewtonowskich płynących w rurach^{69,71-74/}.

Własności sprężyste cieczy powodują zawsze wzrost spadku ciśnienia w obszarze wlotowym w stosunku do obliczonego dla cieczy czysto lepkiej^{75-76/}. Długość odcinka wlotowego ulega niekiedy znacznemu zwiększeniu^{75,77/}. Należy to brać pod uwagę przy projektowaniu reometru szczelinowego do badania własności cieczy sprężystolepkich.

Zależności matematyczne, które opisują uformowany przepływ w szczelinie o szerokości nieskończonej są równie proste, jak dla kapilary. Z tego powodu własności takiego przepływu uwzględniano w pracach teoretycznych z dziedziny mechaniki płynów. W badaniach eksperymentalnych szczeliny nie były szerzej wykorzystywane. Ostatnio zastosowano reometr ze szczeliną pionową do doświadczalnego badania własności sprężystych roztworów polimeru^{78/}. Kształt przyrządu umożliwiał dogodny pomiar spadku ciśnienia. Praca nie zawiera pełnego opisu konstrukcyjnego szczeliny mierniczej.

4.2.2. Konstrukcja reometru szczelinowego.

Reometr wykonany ze stali kwasoodpornej skonstruowano w sposób umożliwiający łatwą zmianę wysokości szczeliny przepływowej. Po skręceniu podstawy i pokrywy przyrządu powstawała wewnątrz szczelina miernicza ustawiona poziomo, łącząca dwa płaskie zbiorniki, szersze i nieco wyższe od szczeliny. Ciecz

wpływała do jednego z nich, a wypływała z drugiego przez pionowe króćce w pokrywie. Powierzchnie szczeliny mierniczej były wypolerowane. Dwa króćce odprowadzające mierzone ciśnienie rozmieszczono na podłużnej osi pokrywy. Połączono je z pionowymi rurkami piezometrycznymi.

Najważniejsze wymiary przyrządu:

szerokość szczeliny $2b$: 6,00 cm

całkowita długość szczeliny: 30,0 cm

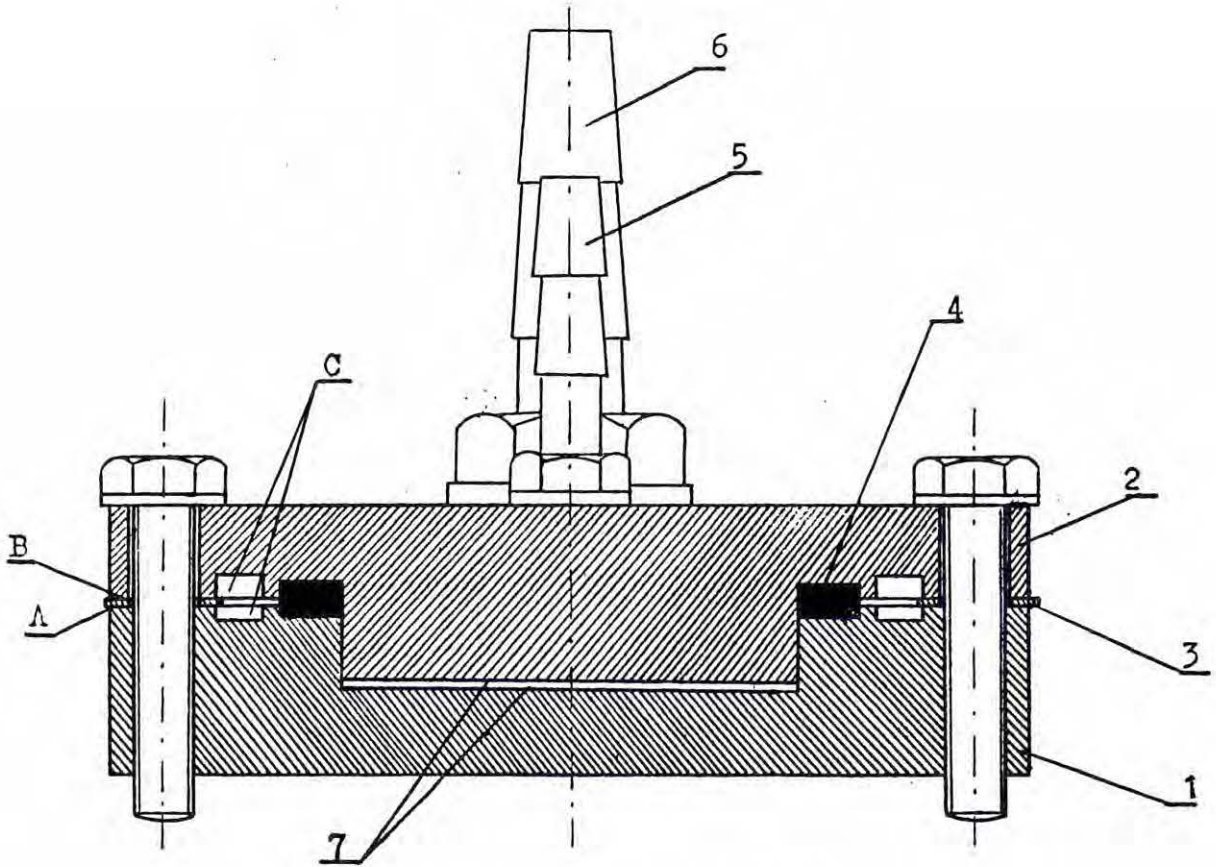
długość odcinka pomiarowego szczeliny /odległość L między osiami otworów odprowadzających ciśnienie/: 15,0 cm

odległość od wlotu do szczeliny do osi pierwszego otworu odprowadzającego ciśnienie: 7,0 cm dla pierwszego lub 8,0 cm dla drugiego kierunku przepływu cieczy

średnice otworów w pokrywie odprowadzających ciśnienie: 0,40 cm; otwory nie zmieniają średnicy na długości 1,0 cm.

Rys.8 przedstawia przekrój poprzeczny reometru w obszarze, gdzie znajduje się szczelina miernicza. Pożądane wysokości szczelin uzyskiwano, wkładając między płaskie wypolerowane powierzchnie A podstawy i B pokrywy przyrządu, przed ich skróceniem, paski blachy o znanej grubości, nie zmieniającej się w różnych punktach paska więcej niż o 0,01 mm, co sprawdzono przez pomiar śrubą mikrometryczną /patrz Dodatek/. Stosowanie zamiast pasków blachy precyzyjnie wykonanych prostopadłościanów metalowych umieszczonych w żłobkach C w podstawie i pokrywie przyrządu okazało się rozwiązaniem nieprawidłowym.

Wysokość uszczelki z miękkiej gumy umieszczonej w wyżłobieniach przylegających do obszaru szczelinowego została tak dobrana, aby po skróceniu obydwu części reometru powierzchnie A i B zetknęły się z oddzielającym je paskiem blachy. Wysokość szczeliny przepływowej praktycznie nie zależała od siły dalszego do-



- 7 - płaszczyzny szczeliny
- 6 - króciec przepływowy
- 5 - króciec ciśnieniowy
- 4 - uszczelka gumowa
- 3 - wkładka /pasek blachy/
- 2 - pokrywa reometru
- 1 - podstawa reometru

Rys.8 Przekrój poprzeczny reometru szczelinowego
w połowie długości

cisku śrub. Aby ich niepotrzebnie nie przeciążać stosowano klucz dynamometryczny. Wielokrotne rozkręcanie i skręcanie reometru przez różne osoby nie wpływało na wysokość szczeliny mierniczej. Prawidłowość złożenia przyrządu sprawdzano po dociśnięciu śrub, kontrolując z zewnątrz szczelinomierzem z dokładnością do $5 \mu\text{m}$ szerokość szpar tworzących się na obydwu końcach reometru między powierzchniami A i B podstawy i pokrywy. W ten sposób wykrywano zdarzające się /bardzo rzadko/ przypadki nieprawidłowego ułożenia się uszczelki.

4.2.3. Weryfikacja reometru szczelinowego. Sposób wykonywania pomiarów w tym przyrządzie.

Niezgodności między modelem matematycznym szczeliny o szerokości nieskończonej, a rzeczywistym przebiegiem przepływu cieczy mogą wynikać nie tylko z przewidywanego wzorem /46/ działania ścian bocznych hamującego przepływ, lecz także z niedokładności wykonania szczeliny mierniczej i jej zestawienia. Ostatnie dwie przyczyny błędów uniemożliwiają stosowanie w pomiarach zbyt wąskich szczelin.

Na podstawie pomiarów mechanicznych błędów wykonania, przeprowadzonych oddzielnie dla obydwu części składowych reometru /podstawy i pokrywy/, nie można obliczyć z wystarczającą dokładnością rzeczywistych wynikowych wymiarów szczeliny. Wysokości jej ustalono zgniatając między powierzchniami, przy skręcaniu, kawałeczki ołowiu o średnicy około 2 mm i wysokości nieco większej od wysokości szczeliny. Po rozkręceniu reometru mierzono wysokość bryłek ołowiu śrubą mikrometryczną. W Dodatku /rozd.10.7, rys.20/ umieszczono schemat rozmieszczenia punktów pomiarowych i bezpośrednie wyniki pomiarów. Za ostateczny rezultat oznacze-

nia przyjęto średnią arytmetyczną tych wyników.

Nierównomierność wysokości występowała głównie wzdłuż przekroju poprzecznego i wynosiła dla każdej ze szczelin 0,04 mm. Jej przyczyną były niedokładności wykonania podstawy i pokrywy reometru. Różnice grubości stosowanych wkładek i odpowiadających im przeciętnych wysokości szczeliny są prawie identyczne, co świadczy o prawidłowości obydwu pomiarów geometrycznych i o niezmienności kąta wzajemnego ustawienia powierzchni szczeliny przy stosowaniu różnych wkładek.

Efektywne /hydrodynamiczne/ wysokości szczeliny wyznaczono na podstawie doświadczeń z przepływem oleju transformatorowego i wody, cieczy o znanych i znacznie różniących się własnościach fizycznych. Aparaturę zestawiano odmiennie dla oleju i wody ze względu na konieczność stosowania innej pompy obiegowej. Odpowiednie schematy aparatury przedstawiono na rysunku 9a i b. Schemat obiegu cieczy lepkiej był zbliżony do stosowanego dla kanału otwartego.

Obieg cieczy mało lepkich uzyskiwano stosując jako zbiorniki cieczy dwa ultratermostaty U8 produkcji VEB Prüfgerätee-Werk Meidingen Dresden i wykorzystując dwie pompy tłoczące i jedną pompę ssącą ultratermostatów w sposób pokazany na schemacie 9b.

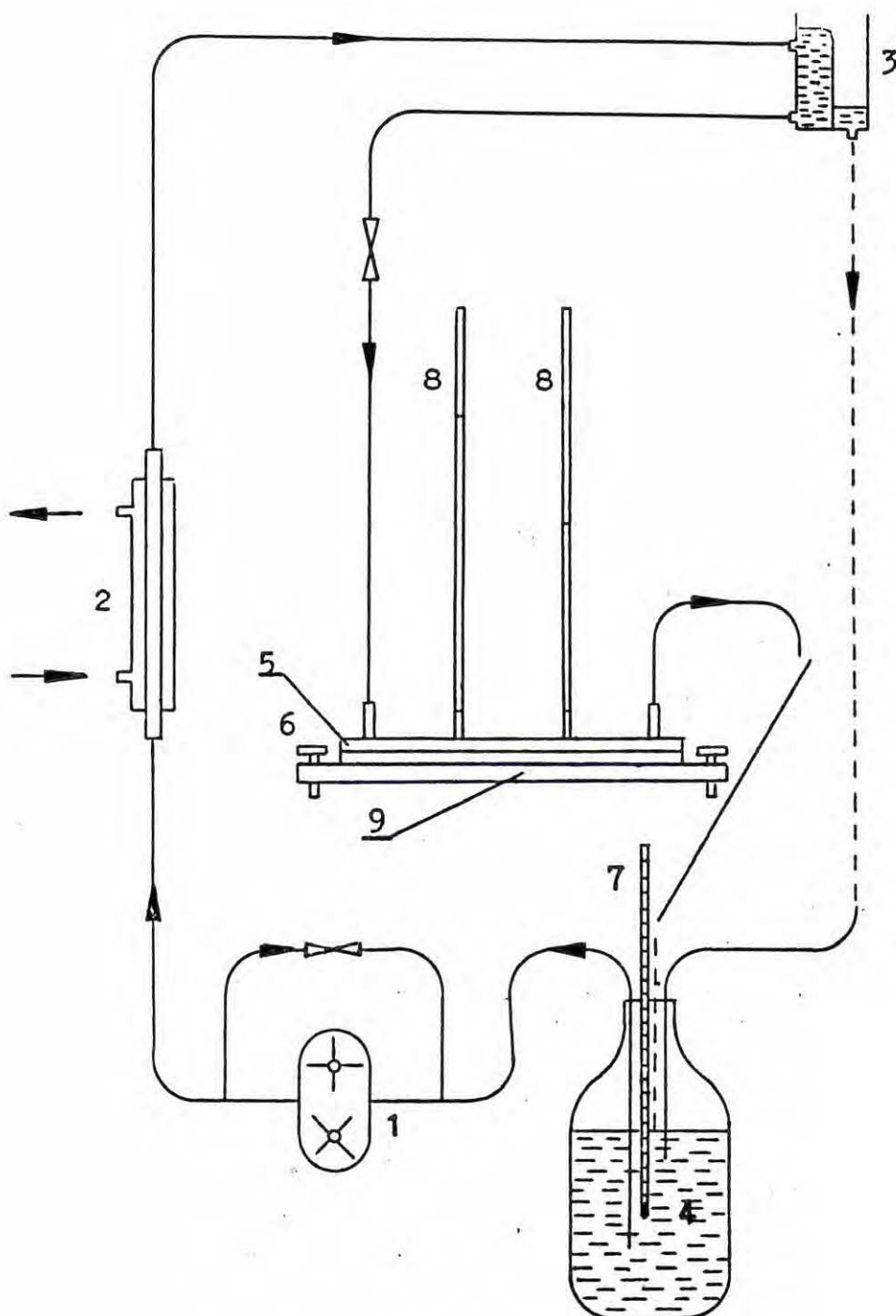
W czasie niektórych doświadczeń dotyczących badania reologicznych efektów przyściennych dysponowano zanurzoną w ultratermostacie nietypową pompą o zwiększonej wydajności, co umożliwiało stosowanie prostszego obiegu cieczy mało lepkiej /rys.9c/

Przed każdym doświadczeniem szczelina była ustawiana poziomo, co kontrolowano umieszczając na górnej powierzchni reometru poziomnicę używaną poprzednio dla kanału otwartego.

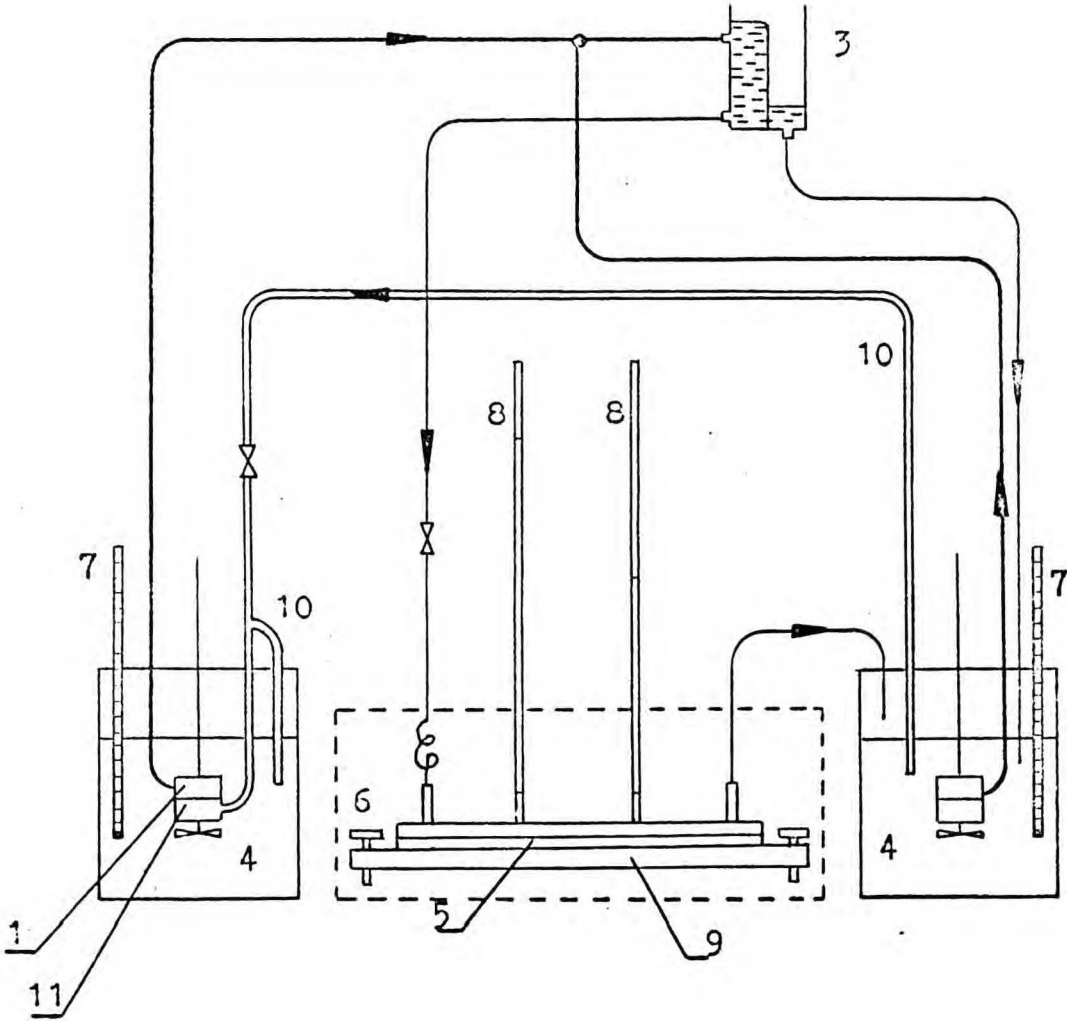
Rys.9 Schematy aparatury z reometrem szczelinowym

Oznaczenia

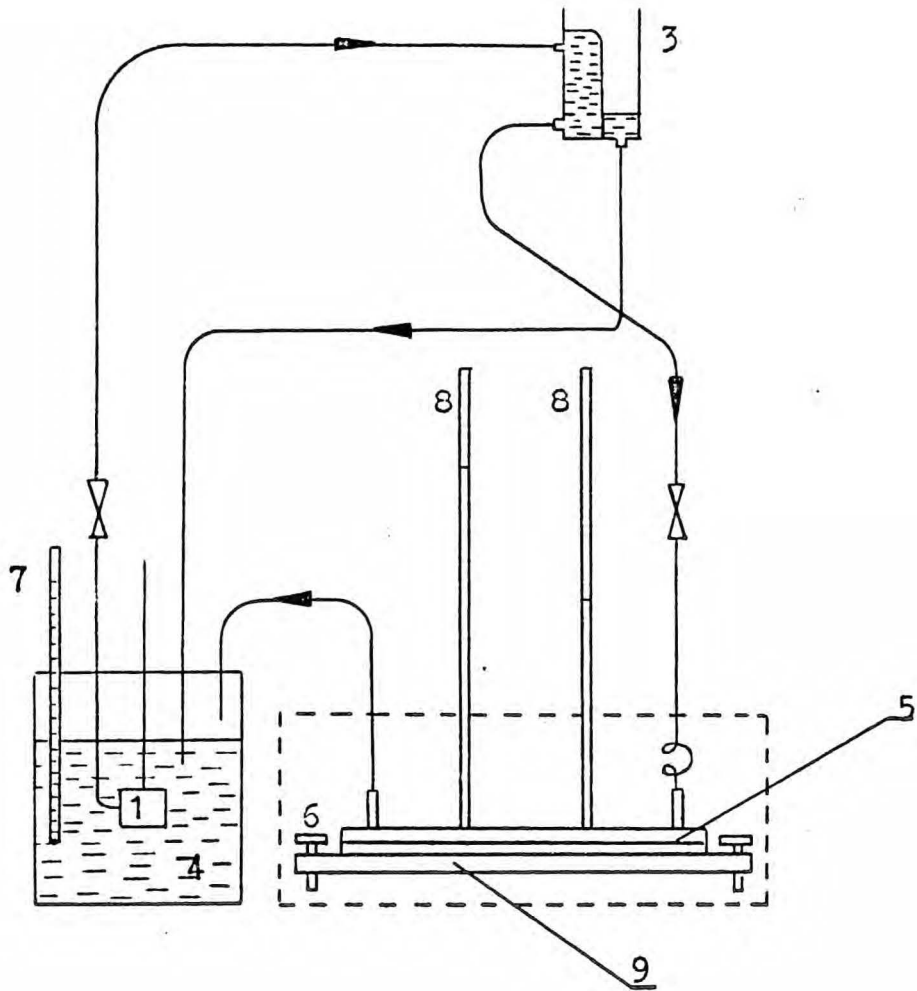
- 11 - pompa ssąca
- 10 - przewód ssący
- 9 - płyta z możliwością poziomowania
- 8 - rurka do pomiaru ciśnienia
- 7 - termometr
- 6 - termostat reometru
- 5 - reometr szczelinowy
- 4 - zbiornik cieczy /butla lub ultratermostat/
- 3 - zbiornik przelewowy
- 2 - chłodnica
- 1 - pompa tłocząca /zębata lub odśrodkowa/



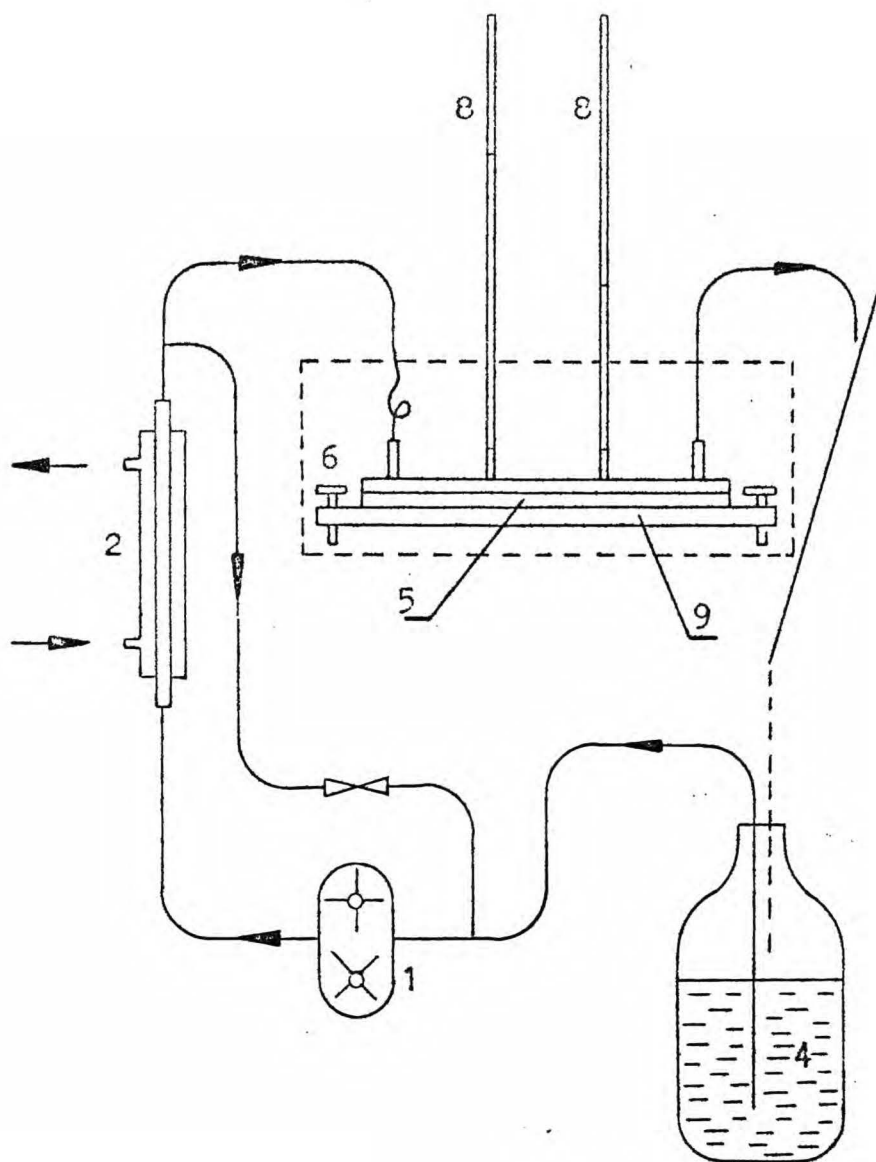
Rys.9a Wersja dla oleju transformatorowego
/ciecz o średniej lepkości/



Rys.9b Wersja dla cieczy mało lepkich



Rys.9c Wersja dla cieczy mało lepkich
/pompa o większej wydajności/



Rys.9d Wersja dla dwuprocentowego roztworu soli sodowej
karboksymetylocelulozy
/ciecz o dużej lepkości pozornej/

Szczelina nie była termostatowana w czasie cechowania, natomiast dokładano starań, aby temperatura cieczy nie odbiegała znacznie od temperatury otoczenia /pokoju/. Różnica temperatur cieczy i otoczenia dla oleju nie przekraczała 3°C . Temperaturę oleju mierzono w zbiorniku termometrem omywanym strumieniem cieczy opuszczającej reometr. Dla wody utrzymywano w obydwu zbiornikach /ultratermostatach/ temperaturę identyczną w granicach $\pm 0,05^{\circ}\text{C}$, nie różniącą się więcej niż o $1,5^{\circ}\text{C}$ od temperatury otoczenia. Mierzono ją w termostatach.

Wyznaczając wysokości hydrodynamiczne szczeliny stosowano w obliczeniach wartości gęstości i lepkości cieczy odpowiadające jej temperaturze zmierzonej dla każdego punktu pomiarowego.

Podczas wszystkich, opisanych dalej, doświadczeń dotyczących badania reologicznych efektów przyściennych cieczy, reometr szczelinowy był zanurzony w otwartym zbiorniku z wstawionym termostatem zanurzeniowym. Termostatowano również odcinek przewodu około trzymetrowej długości doprowadzającego badaną ciecz do reometru.

Rurki do pomiaru spadku ciśnienia nie były termostatowane. Przyjmowano, że gęstość cieczy w rurkach odpowiada temperaturze otoczenia.

Podczas doświadczeń mierzono:

- a/ Szybkość masową przepływu ważąc z dokładnością $\pm 0,2$ g próbki cieczy wypływające z reometru w okresach czasu mierzonych stoperem o najmniejszej działce 0,1 s. Dokładność stopera oceniono przez porównanie ze wskazaniami stopera elektromechanicznego wyższej klasy. Maksymalny błąd bezwzględny pomiaru czasu pobrania próbki wynikający z niedokładności stopera i z manipulacji oceniono na $\pm 0,3$ s dla czasów mniejszych od 120 s i na $\pm 0,4$ s dla czasów większych od 120 s.

- b/ Spadek ciśnienia na piętnastocentymetrowym odcinku długości szczeliny, w centymetrach słupa badanej cieczy, jako różnicę wskazań rurek piezometrycznych. Błąd pomiaru spadku ciśnienia: $\pm 0,1$ cm słupa cieczy.
- b/ Temperaturę cieczy i otoczenia termometrami o najmniejszej działce $0,1$ °C.

Wysokości hydrodynamiczne szczeliny obliczano posługując się wzorem /72/ napisanym w postaci:

$$h = \sqrt[3]{\frac{Q \cdot \mu}{4b \cdot \Delta p \cdot 3L}} \quad /80/$$

Wyniki pomiarów i obliczeń zamieszczono w Dodatku. Dla szczelin niższych niż podane w tabeli 4 nie stwierdzono wystarczającej zgodności wyników oznaczenia wysokości przy użyciu wody i oleju transformatorowego. Niekiedy występowała też niepowtarzalność wyników pomiarów. Przypisywano to przede wszystkim nieprawidłowemu zestawianiu się szczeliny.

Wyniki pomiarów wysokości szczelin reometru różnymi metodami przedstawia tabela. 4. Doświadczenia dla oleju przeprowadzono stosując obydwa kierunki przepływu przez przyrząd.

Z porównania liczb w tabeli wynika, że błąd niedokładności wykonania i zestawiania szczeliny mierniczej był kompensowany przez przeciwny co do znaku błąd spowodowany przyjęciem w obliczeniach uproszczonego modelu szczeliny o szerokości nieskończonej.

Tabela 4.

Wyniki pomiarów wysokości szczelin reometru

Gru- bość wkład- ki mm	Wysokość szczeliny w mili- metrach zmierzona metodą				Przeciętna wysokość szczeliny metodą przepływo- wą mm	Wysokość szczeliny 2h mm	$\frac{b}{h}$
	geomet- ryczną /zgnia- tanie ołowiu/	z przepływem		wody			
		oleju transform.					
0,41	0,74	0,758	0,755	0,752	0,755	0,75	80,0
0,49	0,81	0,825	0,824	0,822	0,824	0,82	73,2
0,60	0,92	0,937	0,934	0,924	0,932	0,93	64,5
0,93	1,25	1,258	1,255	1,254	1,256	1,26	47,6
			1,254				
1,54	1,86	1,866	1,864	-	1,865	1,86	32,3

Przedostatnia kolumna zawiera ostateczny rezultat oznaczenia.

Oszacowano według wzoru /79/ największe długości x_L obszaru wlotowego do szczeliny występujące w doświadczeniach cechowania:

Wysokość szczeliny cm	Przepływająca ciecz	Szybkość masowa przepływu $g\ s^{-1}$	Lepkość dynamiczna cieczy $g\ cm^{-1}\ s^{-1}$	Re	x_L cm
0,186	olej transf.	17,437	0,2421	12,00	0,22
0,126	woda dest.	35,84	0,0097807	610,7	7,70

Obliczenia wykazały, że w czasie tych doświadczeń przepływ w sekcji pomiarowej przyrządu był uformowany^{***}.

* / Przy założeniu, że $v_p = 0$ przekształcenie równań /67/ i /71/ daje:

$$\frac{Q \tau_w^2}{4b h^2} = \int_0^{\tau_w} \tau f(\tau) d\tau$$

Różniczkując ostatnie równanie stronami względem τ_w otrzymuje się wzór /75/.

** / Stosując nasz reometr do badania cieczy o lepkości rzędu wody należy wprowadzać ciecz króćcem bardziej odległym od sekcji pomiarowej /II kierunek przepływu- patrz Dodatek, rozdz.10.7, rys.20/.

Czas wykonywania pomiaru w reometrze szczelinowym jest dłuższy niż w kanale otwartym. Mimo to, biorąc pod uwagę dokładność otrzymywanych wyników, uznano, że przepływ w szczelinie jest bardziej odpowiedni od przepływu w kanale otwartym do badania przepływowych efektów przyściennych.

4.3. Reometr rotacyjny o cylindrach współosiowych.

Stosowano reometr Rheotest RV2 firmy VEB Prüfgeräte-Werk Medingen /NRD/. Wyniki oznaczeń w tym przyrządzie są istotne z punktu widzenia celu pracy. Dlatego zamieszczono w Dodatku /rozdział 10.9/ informacje o posiadanym przyrządzie i wyniki jego cechowania, a także zestawiono znane z literatury zależności na podstawie których obliczano szybkości ścinania badanych płynów.

5. Badanie występowania reologicznych zjawisk przyściennych przy przepływie niektórych cieczy.

Celem doświadczeń było sprawdzenie częstości pojawiania się tych efektów i ewentualne określenie warunków ich powstawania przy przepływie cieczy, głównie wodnych roztworów polimerów.

5.1. Woda destylowana.

Pomiary w reometrze szczelinowym. Badanie wpływu stanu powierzchni szczeliny.

Doświadczenia przeprowadzono na aparaturze zestawionej zgodnie ze schematem 9c.

Sposób wykonywania pomiarów i wielkości mierzone były w zasadzie identyczne, jak w poprzednio opisanych doświadczeniach z przepływem wody, przeprowadzanych w celu wyznaczenia wysokości hydrodynamicznej szczeliny.

Temperaturę wody destylowanej mierzono w ultratermostacie z pompą obiegową, a okresowo, /dla kontroli/, w strumieniu opuszczającym reometr. Ponadto mierzono temperatury w termostacie zawierającym reometr oraz w pokoju.

Doświadczenia przeprowadzono dla wody o temperaturze 20°C stosując jedną obraną wysokość szczeliny 0,82 mm odpowiadającą wkładce o grubości 0,49 mm. Zmieniano natomiast stan powierzchni szczeliny.

Przed doświadczeniem l powierzchnie zostały doprowadzone do stanu zwilżalności przez tarcie wapnem hydratyzowanym zmieszonym z wodą i wypłukanie. Następnie wytarte powierzchnie szybko zanurzono w terpentynie na cztery doby. Po wyjęciu lekko je wytarto i skręcono reometr. Po przeprowadzeniu doświadczenia stwierdzono, że powierzchnie pachniały terpentyną i były hydrofobowe.

Przed doświadczeniem 2 obydwie powierzchnie zostały wymyte wapnem z wodą i wypłukane. Następnie górną wytarto i szybko zwilżono wodą, dolną utrzymywano w wodzie bez wycierania. W tym stanie reometr został skrecony. Po doświadczeniu cała dolna powierzchnia szczeliny była zwilżana, to samo dotyczy większej części powierzchni górnej.

Przed doświadczeniem 3 obydwie powierzchnie szczeliny pokryto cienką warstewką smaru silikonowego do kranów. Po doświadczeniu powierzchnie były niezwilżalne przez wodę.

Bezpośrednie wyniki pomiarów zamieszczono w Dodatku /rozdział 10.10.3/.

Na podstawie każdego z doświadczeń obliczono lepkość wody stosując wzór /72/

$$\mu = \frac{4}{3} b \frac{h^3}{Q} \frac{\Delta p}{L},$$

który po uwzględnieniu znanych wymiarów geometrycznych reometru przybiera postać

$$\mu = C \frac{\Delta p}{Q} \quad /81/$$

gdzie $C = \frac{4}{3} \frac{b h^3}{L}$ /82/

Stosunek lepkości do stałej C stanowi współczynnik kierunkowy K prostej $\Delta p = f /Q/$. Funkcję tę aproksymowano na podstawie danych doświadczalnych wielomianem liniowym przechodzącym przez początek układu współrzędnych: $\Delta p = K \cdot Q$ /83/

Stosowano metodę najmniejszych kwadratów rozwiązując równanie normalne

$$K \sum_{i=1}^m Q_i = \sum_{i=1}^m P_i \quad /84/$$

gdzie m - liczba punktów pomiarowych w doświadczeniu.

Następnie dla każdego z doświadczeń obliczono lepkość wody mnożąc współczynnik K przez stałą C.

Dla wszystkich punktów pomiarowych obliczono także iloraz $C \frac{\Delta p_1}{Q_1}$ otrzymując zbiór wartości lepkości μ_1 zamieszczony w ostatniej kolumnie tablic w Dodatku, rozdział 10.10.3. Zgodność średniej arytmetycznej $\bar{\mu}$ tych wartości uzyskanych w danym doświadczeniu z lepkością otrzymaną metodą najmniejszych kwadratów świadczy o prawidłowości obliczeń.

Odchylenie standardowe mierzonych wartości lepkości otrzymano

na podstawie wzoru

$$\bar{\delta} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^m (\mu_i - \bar{\mu})^2}{m}}$$

/85/

przekształconego

do następującej postaci:

$$\bar{\delta} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^m (\mu_i)^2 - \frac{(\sum_{i=1}^m \mu_i)^2}{m}}{m}}$$

Wyniki obliczeń zamieszczono w tabeli 5:

Numer doświadczenia	1	2	3
Ilość punktów w doświadczeniu m	29	27	26
Współcz. kierunkowy prostej K [cm ⁻⁴ g s ⁻¹]	540,58	540,07	556,81
Lepkość wody metodą na mn. kwadratów cP	0,9935	0,9926	1,023
Lepkość wody jako średnia arytm. $\bar{\mu}$, cP	0,9931	0,9925	1,020
Odchylenie standardowe $\bar{\delta}$ cP	0,0042	0,0042	0,0114

W doświadczeniach 1 i 2 otrzymano lepkość wody o około 1 % zbyt niską. Różnica między oznaczoną a rzeczywistą lepkością wody wynoszącą 1,002 cP została spowodowana głównie przez błąd systematyczny wyznaczenia wysokości szczeliny reometru. Porównanie rezultatów doświadczeń 1 i 2 wskazuje, że stosowana

metoda zmiany stanu powierzchni nie powoduje nieprawidłowego działania przyrządu.

Uzyskanie w doświadczeniu 3 zbyt dużej lepkości wody zostało prawdopodobnie spowodowane przez zmniejszenie wysokości szczeliny mierniczej wskutek obecności warstewek smaru na jej powierzchniach.

Zakładając, że rzeczywista lepkość wody była jednakowa we wszystkich doświadczeniach otrzymuje się na podstawie wzoru /81/ zależność pozwalającą obliczyć grubość warstewki smaru Δh

$$\Delta h = h \sqrt[3]{1 - \frac{K_2'}{K_3'}} \quad /86/$$

K_2', K_3' - wartości współczynnika K otrzymane w doświadczeniach drugim i trzecim.

Obliczona wartość grubości warstewki smaru 0,13 mm wydaje się prawdopodobna.

5.2. Poliwinylpirolidon - dwuprocentowy roztwór wodny.

Pomiary w reometrze szczelinowym. Badanie wpływu zmian wysokości szczeliny oraz szorstkości jej powierzchni.

Doświadczenia przeprowadzono w aparaturze zestawionej zgodnie ze schematem 9b. We wszystkich doświadczeniach utrzymywano temperaturę roztworu $20^{\circ}\text{C} \pm 0,1^{\circ}\text{C}$. Mierzono ją w ultratermostatach z cieczą i okresowo, dla kontroli, w naczyniu przelewowym. Ponadto mierzono temperatury w termostacie zawierającym reometr w pokoju.

Sposób wykonywania pomiarów i wielkości mierzone były identyczne, jak opisano poprzednio dla doświadczeń z przepływem wody, dotyczących wyznaczania hydrodynamicznej wysokości szczeliny.

Wykonano dwie serie doświadczeń:

I z zastosowaniem szczelin o trzech różnych wysokościach

II z zastosowaniem szczeliny posiadającej jedną z powierzchni szorstką.

Skłonność roztworu do tworzenia piany utrudniała przeprowadzanie pomiarów i stanowi przyczynę większego niż dla wody rozrzutu punktów doświadczalnych.

Zdarzające się wahania mierzonego spadku ciśnienia przy niezmienianej szybkości przepływu cieczy przez reometr świadczyły o niestabilnej pracy aparatury. Wyników odczytów przeprowadzonych w tych warunkach nie uznawano za dane pomiarowe i z miejsca je odrzucano.

Bezpośrednie wyniki pomiarów zamieszczono w Dodatku.

I seria doświadczeń

Warunki ich przeprowadzenia zestawiono w tabeli 6:

Numer doświadczenia	Grubość wkładki mm	Wysokość szczeliny 2 h mm	Kierunek przepływu cieczy przez szczelinę	Zakres naprężeń stycznych przy ścianie szczeliny $\text{cm}^{-1} \text{g s}^{-2}$	Zakres temperatur w pokoju $^{\circ}\text{C}$
1	0,6	0,93	I	30,7 - 50,5	20,6 - 21,4
2	0,41	0,75	I	27,3 - 62,1	22,4 - 23,2
3	0,49	0,82	I	25,2 - 57,4	21,8 - 22,6
4	0,6	0,93	II	26,5 - 40,3	22,5 - 23,3
5	0,41	0,75	II	24,3 - 61,1	21,8 - 21,9
6	0,49	0,82	II	25,9 - 58,9	19,3 - 19,7

Na podstawie bezpośrednich wyników pomiarów obliczono i zamieszczono w tablicach, w rozdziale 10.10.4, dla każdego punktu doświadczalnego szybkość objętościową przepływu, spadek ciśnienia

na 15 cm długości szczeliny, naprężenie styczne przy jej ścianie oraz wielkość $\frac{Q}{4b h^2}$.

II seria doświadczeń.

Jedną z powierzchni szczeliny mierniczej reometru /pokrywa/ została pokryta równomierną warstwą lakieru olejno-żywicznego na którą napyłono proszek węgla aktywnego o przeciętnej średnicy ziarn 10 μm . Powierzchnia stała się więc szorstka i miała własności adsorpcyjne.

Sposób pokrywania szczeliny warstwą szorstką i charakterystykę stosowanego proszku podano w Dodatku do pracy /rozd.10.10.5/.

Wysokość szczeliny mierniczej z powierzchnią szorstką wyznaczono metodą hydrodynamiczną, cechując przyrząd w 20°C wodą jako wzorcem w sposób opisany uprzednio w rozdziale 4.2.3.

Połowę wysokości szczeliny obliczano na podstawie wzoru /80/. Bezpośrednie wyniki pomiarów i obliczeń zamieszczono w Dodatku /10.10.5/. Rezultaty oznaczenia wysokości szczeliny szorstkiej były następujące:

Tabela 7.

Grubość wkładki mm	Wysokość szczeliny szorstkiej mm	Grubość warstewki lakieru z ziarnami proszku mm
0,49	0,78	0,04
0,60	0,89	0,04

Grubość warstewki lakieru obliczono jako różnicę między wysokością szczeliny gładkiej i szorstkiej przy tej samej grubości wkładki. Różnica między grubościami stosowanych wkładek wynosiła 0,11 mm, a między wyznaczonymi wysokościami szczelin szorstkich także 0,11 mm. Uznano to za wystarczającą zgodność.

Wykonano dwa doświadczenia, w których badany roztwór poliwinylol-pirolidonu przepływał przez reometr o szczelinie szorstkiej.

Warunki przeprowadzenia doświadczeń podaje tabela 8.

Nr dośw.	Grubość wkładki	Wysokość szczeliny 2h	Kierunek przepływu cieczy przez szczel.	Zakres naprężeń stycznych przy ścianie szczeliny	Zakres temperatur w pokoju
	mm	mm		cm ⁻¹ g s ⁻²	°C
1	0,49	0,78	II	25,9 - 55,7	22,1-23,9
2	0,49	0,78	I	25,2 - 49,5	23,6-24,8

Po wykonaniu doświadczenia pierwszego, a przed drugim, reometr został rozebrany i następnie ponownie skrecony. W czasie doświadczeń z zastosowaniem szczeliny o powierzchniach szorstkich pienie się cieczy powodowało większe zakłócenia niż obserwowane uprzednio dla reometru o gładkich powierzchniach szczeliny.

Dla każdego punktu doświadczalnego obliczono i zamieszczono w tablicach Dodatku /rozdział 10.10.6/ szybkość objętościową przepływu, spadek ciśnienia na 15 cm długości szczeliny, naprężenie styczne przy jej ścianie oraz wielkość $\frac{Q}{4b h^2}$.

Wyznaczanie współczynnika poślizgu na podstawie wzoru /74/ oraz obliczanie szybkości ścinania /wzór /75// wymaga uprzedniego aproksymowania funkcją ciągłą zależności doświadczalnej $\frac{Q}{4b h^2}$ od τ_w . Posługując się programem aproksymacji wielomianami metodą najmniejszych kwadratów^{79/} obliczono na maszynie cyfrowej Hewlett-Packard współczynniki wielomianów stopnia pierwszego, drugiego i trzeciego aproksymujących zależność $\frac{Q}{4b h^2}$ od τ_w dla każdego z sześciu doświadczeń I serii. Na podstawie rozważań opisanych w Dodatku /rozdz.10.10.7/ uznano tę funkcję za

liniową przechodzącą przez początek układu współrzędnych. Oznaczono ją $W / \tau_w /$.

Współczynnik kierunkowy K_1 prostej $W / \tau_w /$ obliczono dla każdego z doświadczeń metodą najmniejszych kwadratów rozwiązując równanie

$$\sum_{i=1}^m \frac{Q_i}{4b h^2} = K_1 \sum_{i=1}^m \tau_{w_i} \quad /87/$$

Wyniki obliczeń zawiera tabela 9:

	I seria pomiarów						II seria pom.	
Nr dośw.	1	2	3	4	5	6	1	2
m	17	17	40	21	22	20	28	43
K_1 [cm g ⁻¹ s]	21,709	21,942	22,222	21,711	22,327	22,015	22,136	21,471

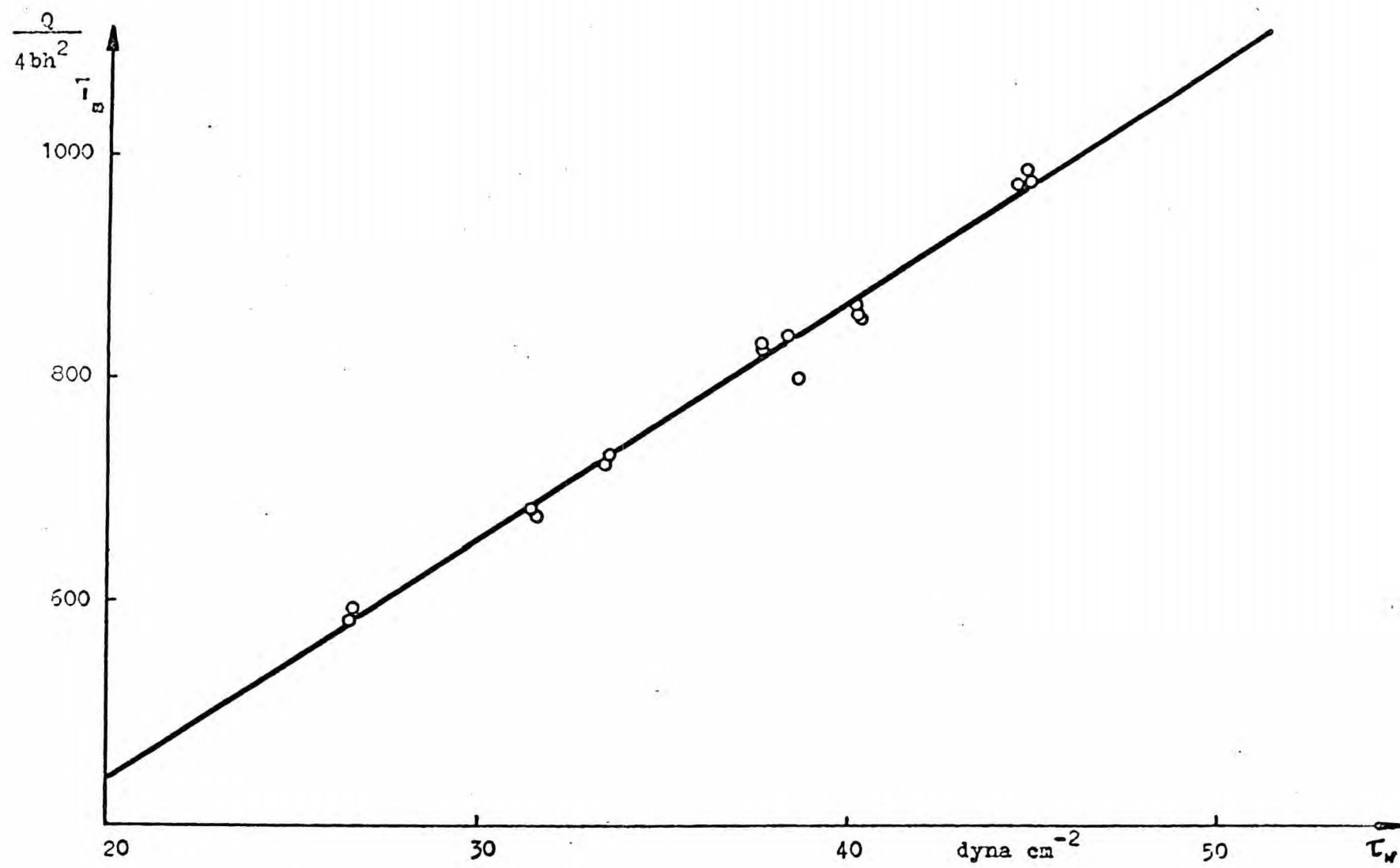
Na rys.10 zamieszczono przykładowo wykres prostej $W / \tau_w /$ oraz naniesione punkty doświadczalne $\tau_w, \frac{Q}{4b h^2} /$ dla doświadczenia 4 z I serii.

Obliczono współczynnik poślizgu v_p jako współczynnik kierunkowy prostej

$$W / \tau_w / = v_p \frac{1}{h} + F / \tau_w / \quad /74'/$$

przy stałym naprężeniu stycznym przy ścianie τ_w . Wielkość $1/h$ traktowano jako zmienną niezależną.

Obliczenia wykonano metodą najmniejszych kwadratów dla dwóch skrajnych wartości naprężeń stosowanych w doświadczeniach: 25 dyn/cm² i 55 dyn/cm². Bezpośrednie dane wyjściowe do obliczenia współczynnika poślizgu zawiera tabela 10.



Rys.10 Dwuprocentowy roztwór poliwinylpirolidonu
 Doświadczenie 4 pierwszej serii <http://rcin.org.pl>

Tabela 10.

τ_w $\text{cm}^{-1} \text{g s}^{-2}$	$1/h$ cm^{-1}	$W / \tau_w /$ s^{-1}	Seria i nr doświadcze- nia
25	21,5054	542,780	I 1
	21,5054	542,775	I 4
	24,3902	555,557	I 3
	24,3902	550,370	I 6
	25,6410	553,395	II 1
	25,6410	536,766	II 2
	26,6667	548,541	I 2
	26,6667	558,169	I 5
55	21,5054	1193,98	I 1
	21,5054	1194,10	I 4
	24,3902	1222,22	I 3
	24,3902	1210,81	I 6
	25,6410	1217,47	II 1
	25,6410	1180,89	II 2
	26,6667	1206,79	I 2
	26,6667	1227,97	I 5

Otrzymano następujące wyniki obliczeń:

Tabela 11.

Naprężenie τ_w $\text{cm}^{-1} \text{g s}^{-2}$	Uwzględniono wyniki do- świadczeń	v_p cm s^{-1}	$F / \tau_w /$ s^{-1}
25	I serii	2,114	498,56
	obydwu serii	1,554	510,39
55	I serii	4,665	1096,48
	obydwu serii	3,433	1122,50

Dla każdego z obranych naprężeń stycznych jest widoczne z tablicy 10, że w rozpatrywanym zakresie $1/h$ przedział zmienności $W / \tau_w /$ sięga tylko 4% wartości minimalnej. Ponadto zależność $W / \tau_w /$ od $1/h$ nie jest monotoniczna.

Uznano, że dokładność wykonanych pomiarów nie pozwala przypisywać w sposób bezsporny sensu fizycznego współczynnikom zamieszczonym w tabeli 11. Liniowy charakter zależności $\frac{Q}{4b h^2}$ od $\frac{\Delta p}{L}$ prowadzi do stwierdzenia na podstawie wzoru /75/, że własności badanego roztworu w stosowanym zakresie naprężeń należy opisywać wzorami dla cieczy newtonowskiej.

Zakładając brak poślizgu obliczono lepkość roztworu w sposób identyczny, jak uprzednio wody destylowanej. Wyniki obliczeń podaje tabela 12.

Wyniki drugiego doświadczenia II serii wydają się mniej wiarygodne od pozostałych, ze względu na dużą wartość odchylenia standardowego.

Różnice między uzyskanymi wartościami lepkości wynikają z błędów, /głównie przypadkowych/, poszczególnych doświadczeń. Nie ujawniła się wyraźna zależność lepkości od wysokości szczeliny. Wniosek: W badanym zakresie naprężeń roztwór ma własności cieczy newtonowskiej o lepkości 1,51 cP. Wyklucza się możliwość występowania poślizgu powodującego więcej niż kilkuprocentowy błąd w wyznaczonej wartości lepkości.

Rezultaty wykonanych przez nas oznaczeń własności reologicznych roztworu można porównać z wynikami badań T.Watanabe i współpracowników /rozd.2.3.5/. Stwierdzili oni, że dla zakresu naprężeń stycznych przy ścianie kapilary od 0,1 do 10 dyn/cm 1,7 % roztwór wodny poliwinylpirolidonu K-30 miał własności cieczy nienewtonowskiej rozrzedzanej ścinaniem. Kształt krzywej zależności lepkości pozornej od naprężenia stycznego wskazywał, że dla wyższych naprężeń stycznych lepkość pozorna roztworu wolniej spadała ze wzrostem naprężenia. W stosowanym w tej pracy zakresie naprężeń stycznych przy ścianie reometru od około 25 do około 60 dyn/cm² własności nienewtonowskie 2%

Tabela 12.

Numer doświadczenia	I seria doświadczeń						II seria doświadczeń	
	1	2	3	4	5	6	1	2
Ilość punktów w doświadczeniu m	17	17	40	21	22	20	28	43
Współcz.kierunkowy prostej K $\text{g cm}^{-4} \text{ s}^{-1}$	572,68	1080,31	816,15	572,63	1061,67	823,84	951,96	981,46
Lepkość roztworu metodą najmn.kwadratów, cP	1,535	1,519	1,500	1,535	1,493	1,514	1,506	1,553
Lepkość roztworu jako średnia arytmetyczna $\bar{\mu}$, cP	1,536	1,520	1,501	1,535	1,492	1,513	1,508	1,560
Odchylenie standardowe, cP	0,026	0,008	0,019	0,025	0,009	0,010	0,025	0,046
Wysokość szczeliny 2h, mm	0,93	0,75	0,82	0,93	0,75	0,82	szorstka 0,78 0,78	

roztworu poliwinylpirolidonu się nie ujawniły. Natomiast stwierdzona przez nas wartość lepkości w 20°C (wynosząca 1,51 jest zbliżona do lepkości pozornej 1,47 cP wyznaczonej przez badaczy japońskich dla roztworu 1,7 % w 35°C w kapilarze o promieniu 0,308 mm przy naprężeniu $\tau_w = 10 \text{ dyn/cm}^2$.

5.3. Alkohol poliwinylowy - 6,6 % roztwór wodny.

Pomiary w reometrze rotacyjnym.

Badanie wpływu stanu powierzchni cylindrów oraz szerokości szczeliny.

W czasie wszystkich doświadczeń temperatura cieczy wynosiła $20 \pm 0,1^\circ\text{C}$, najczęściej wahania nie przekraczały $\pm 0,05^\circ\text{C}$. Pierwszego odczytu na galwanometrze dokonywano w 3 min. po włączeniu obrotów cylindra wewnętrznego, następnych co 1 min. Zgodnie z zamieszczonymi w Dodatku /rozd.10.9.3/ wynikami cechowania reometru, odrzucano jako nieprawidłowe wyniki pomiarów, którym odpowiadało $\tau_w \leq 10 \text{ N/m}^2$.

Warunki wykonywania doświadczeń zestawiono w tabeli 13.

Tablice w Dodatku /rozd.10.10.8/ zawierają bezpośrednie wyniki pomiarów, a także obliczone dla każdego punktu doświadczalnego wartości naprężenia stycznego τ_w , szybkości kątowej Ω i wielkości Φ zdefiniowanej wzorem:

$$\Phi = \frac{2 \Omega}{\tau_w / 1 - s^{-2}} \quad /88/$$

$$s = R_z / R_w.$$

Obliczano szybkości ścinania przy ścianie cylindra wewnętrznego zakładając, że poślizg w cieczy nie występuje i stosując wzory podane przez J.M.Kriegera i H.Elroda^{80/}

$$\gamma_w = f / \tau_w = \frac{\Omega}{\ln s} \left[1 + \ln s \frac{d \ln \Omega}{d \ln \tau_w} + \frac{1/\ln s}{3 \Omega} \frac{d^2 \Omega}{d / \ln \tau_w / 2} \dots \right] \quad /89/$$

Tabela 13.

Nr dośw.	Cy- lin- dor	Stosowany zakres naprężeń styczn- nych τ_w $\text{cm}^{-1} \text{g s}^{-2}$	Stosowany zakres szybkości kąto- wych Ω rad s^{-1}	Stan powierzchni cylindra	
				wewnętrznego	zewnątrznego
1	S1	124,2 - 1090,3	2,83 - 25,45	moczona w terpentynie przez 4 doby	zwilżalna
2	S1	122,5 - 1067,8	2,83 - 25,45	zwilżalna	zwilżalna
3	S1	126,4 - 1135,2	2,83 - 25,45	pokryta smarem silikonowym	pokryta smarem silikonowym
4	S1	125,9 - 1101,5	2,83 - 25,45	pokryta smarem silikonowym cieńsza warstwa	pokryta smarem silikonowym cieńsza warstwa
5	S1	123,6 - 1073,4	2,83 - 25,45	zwilżalna	zwilżalna
6	S2	125,7 - 367,1	8,48 - 25,45	zwilżalna	zwilżalna
7	S2	125,7 - 368,9	8,48 - 25,45	zwilżalna	zwilżalna

oraz prace J.M.Kriegera i S.H.Marona^{81/}

$$\gamma_w = \tau_w \bar{\Phi} \left[1 + k_1 \frac{d \log \bar{\Phi}}{d \log \tau_w} + k_2 \left(\frac{d \log \bar{\Phi}}{d \log \tau_w} \right)^2 + k_2 \frac{d^2 \log \bar{\Phi}}{d (\log \tau_w)^2} \right] \quad /90/$$

gdzie $k_1 = \frac{s^2 - 1}{2 s^2} / 1 + \frac{2}{3} \ln s /$

$$k_2 = \frac{s^2 - 1}{6 s^2} \ln s$$

/W Dodatku /rozd.10.9.2/ zamieszczono uwagi dotyczące powyższych zależności/.

Korzystanie ze wzorów /89/ i /90/ wymaga dokonania aproksymacji funkcjami ciągłymi doświadczalnych zależności szybkości kątowej obrotu cylindra wewnętrznego od naprężenia stycznego przy ścianie oraz zależności wielkości $\bar{\Phi}$ od tego naprężenia. Wyniki obliczeń zamieszczone w tabelicy w Dodatku wskazują, że $\bar{\Phi}$ ma dla każdego z doświadczeń wartość stałą w granicach dokładności pomiarów.

Obliczenia i rozważania analogiczne jak przeprowadzone uprzednio dla roztworu poliwinylpirolidonu prowadzą do wniosku, że zależność Ω od τ_w jest funkcją liniową przechodzącą przez początek układu współrzędnych. Obliczono wartości współczynników kierunkowych funkcji

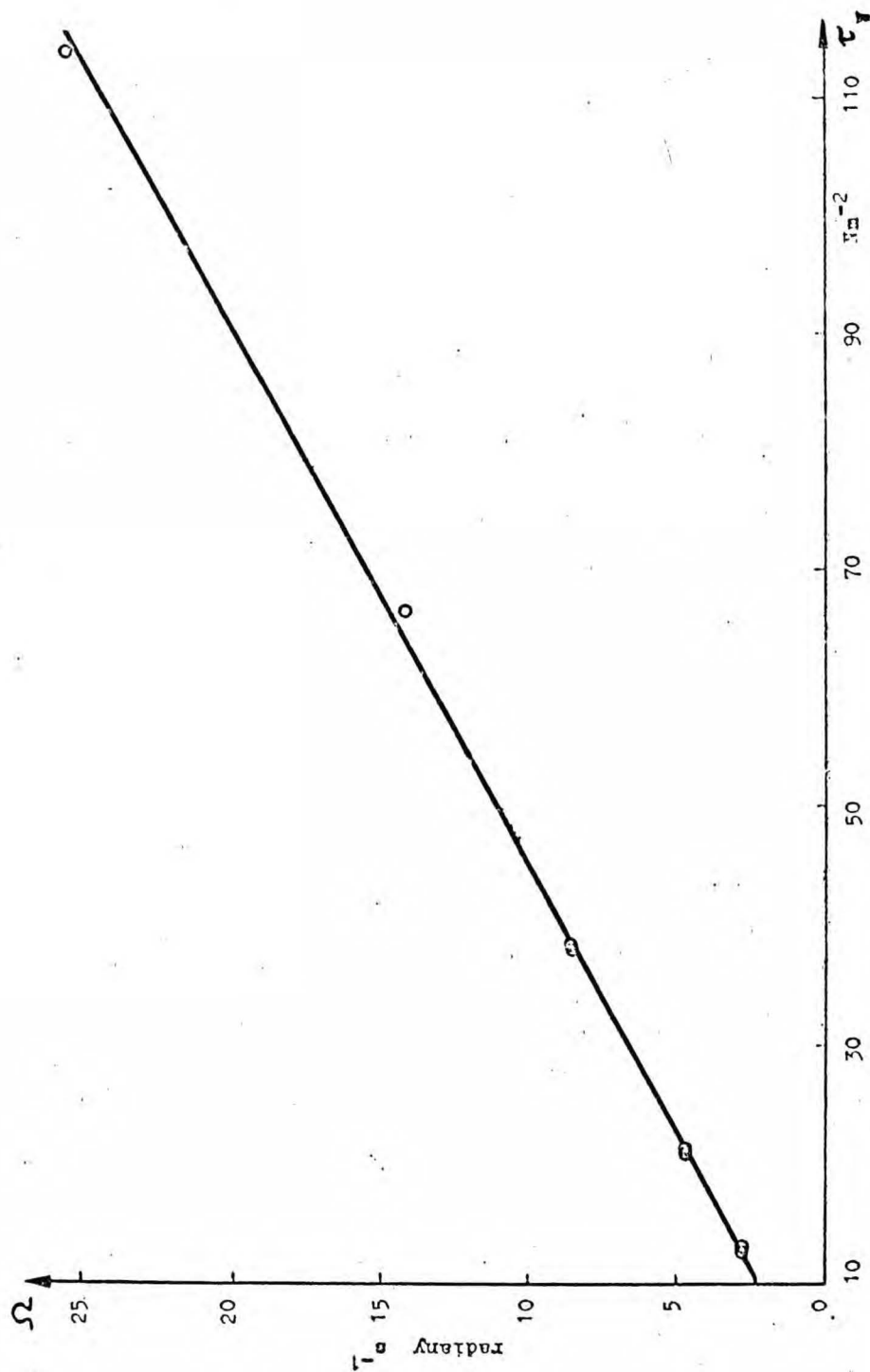
$$\Omega = K_2 \tau_w \quad /91/$$

aproksymującej dla każdego z doświadczeń metodą najmniejszych kwadratów zależność szybkości kątowej od naprężenia stycznego.

W tym celu rozwiązywano równanie

$$\sum_{i=1}^m \Omega_i = K_2 \sum_{i=1}^m \tau_{w_i} \quad /92/$$

Na rys.11 zamieszczono przykładowo dla doświadczenia 3 wykres funkcji /91/.



Rys.11 6,6% roztwór alkoholu poliwinylowego
Doświadczenie 3

Z postaci zależności Ω od τ_w wynika, że

$$\frac{d \ln \Omega}{d \ln \tau_w} = 1 \quad \text{oraz, że}$$

$$\frac{d^j \Omega}{d (\ln \tau_w)^j} = K_2 \tau_w \quad \text{dla każdego rzędu } j \text{ pochodnej.}$$

Wzór /89/ przybiera więc postać:

$$\gamma = \frac{\Omega}{\ln s} \left[1 + \ln s + \frac{(\ln s)^2}{3} - \frac{(\ln s)^4}{45} \right] = \Omega C_1 \quad /93/$$

gdzie C_1 - stała geometryczna przyrzędu.

Wzór /90/ upraszcza się do postaci:

$$\gamma = \tau_w \cdot \Phi \quad /94/$$

Zależność między naprężeniem stycznym i szybkością ścinania przy ścianie cylindra wewnętrznego jest liniowa.

Dla każdego punktu doświadczalnego obliczono lepkości roztworu w cP na podstawie wzorów:

$$\mu_1 = \frac{1000 \tau_w}{\Omega C_1} \quad \text{oraz} \quad /95/$$

$$\mu_2 = \frac{1000}{\Phi} \quad /96/$$

Wyniki tych obliczeń znajdują się w tablicach w Dodatku /rozdział 10.10.8/.

Następnie dla każdego doświadczenia obliczono lepkości $\bar{\mu}_1$ i $\bar{\mu}_2$ jako średnie arytmetyczne odpowiednich wielkości oraz odchylenia standardowe $\bar{\delta}_1$ i $\bar{\delta}_2$

$$\bar{\delta}_1 = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^m \mu_{1i}^2 - \frac{(\sum_{i=1}^m \mu_{1i})^2}{m}}{m}} \quad /97/$$

$$\bar{\delta}_2 = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^m \mu_{2i}^2 - \frac{(\sum_{i=1}^m \mu_{2i})^2}{m}}{m}} \quad /98/$$

Ponadto korzystając z wartości współczynnika K_2 obliczono dla każdego z doświadczeń lepkość średnią w cP na podstawie wzoru

$$\mu_f = \frac{1000}{K_2 \cdot C_1} \quad /99/$$

Wyniki obliczeń zamieszczono w tabeli 14.

Tabela 14.

Nr dośw.	K_2 m kg ⁻¹ s	$\bar{\mu}_1$ cP	$\bar{\mu}_2$ cP	μ_f cP	$\bar{\delta}_1$ cP	$\bar{\delta}_2$ cP
1	0,2306	86,1	86,1	85,9	0,77	0,77
2	0,2334	85,1	85,0	84,8	1,27	1,27
3	0,2197	89,9	89,9	90,1	1,88	1,88
4	0,2279	87,0	87,0	86,9	1,04	1,04
5	0,2322	85,5	85,4	85,3	1,50	1,50
6	0,6890	84,8	84,8	84,5	1,17	1,17
7	0,6882	84,9	84,8	84,6	1,17	1,17

Wyniki oznaczeń lepkości w reometrze o cylindrach z powierzchniami zwilżanymi /doświadczenia 2,5,6 i 7/ są prawie identyczne. Między rezultatami uzyskanymi przy zastosowaniu cylindrów S1 i S2 występuje różnica ok.0,5 %, którą należy przypisać błędowi systematycznemu przyrządu.

Lepkości uzyskane po pokryciu powierzchni cylindrów warstewkami terpentyny, a szczególnie smaru silikonowego są nieco wyższe, co można wytłumaczyć zmniejszeniem szerokości szczeliny reometru.

Przyjmując na podstawie wyników doświadczeń ze zwilżalnymi powierzchniami cylindrów, że lepkość roztworu wynosiła 84,9 cP oraz biorąc pod uwagę, że szybkość ścinania dla cieczy newtonowskiej wyraża zależność

$$\gamma_w = \frac{2 \Omega}{1 - \frac{2}{3} \frac{\Omega}{\dot{\gamma}_w}} \quad /100/$$

można oszacować grubość warstewki smaru silikonowego na powierzchni cylindra reometru w doświadczeniu 3. Grubość warstewki smaru δ^* otrzymano wyznaczając ją z równania

$$\eta^x = \frac{1 - \left(\frac{R_w}{R_z}\right)^2}{1 - \frac{R_w + \delta^*/2}{R_z - \delta^*/2}} \quad /101/$$

η^x - stosunek lepkości roztworu uzyskanej w doświadczeniu trzecim do 84,9 cP.

Równanie rozwiązano podstawiając następujące wartości liczbowe:

$$\eta^x = 1,06007 \quad R_w = 1,965 \text{ cm} \quad R_z = 2,005 \text{ cm.}$$

Otrzymano grubość warstewki smaru 0,012 mm. ~~xxx/~~

Wniosek: W badanym zakresie naprężeń roztwór ma własności cieczy newtonowskiej o lepkości 85 cP. Poślizgu nie wykazuje.

5.4. Roztwory wodne soli sodowej karboksymetylocelulozy.

Obserwacje wykazały, że własności reologiczne badanych roztworów soli sodowej karboksymetylocelulozy, zwłaszcza bardziej stężonych, ulegały istotnym zmianom z upływem czasu, a także pod wpływem przebiegu procesu ścinania.

Brak stabilności reologicznej stanowi, jak wskazują dane literaturowe^{11,55/}, naturalną cechą tych roztworów^{xx/}. Musi on więc być brany pod uwagę przy interpretacji wyników pomiarów.

W opisie doświadczeń podano informacje umożliwiające odтворzenie "historii" każdego z roztworów przed dokonaniem pomiaru reometrycznego.

^{xx/} Nie wszyscy autorzy ten fakt uwzględniają^{48/}.

~~xxx/~~ Warstewka ta była cieńsza niż w reometrze szczelinowym /patrz str.83/ ze względu na większą gładkość powierzchni cylindra niż szczeliny.

9.4.1. Sól sodowa karboksymetylocelulozy. Roztwór wodny 0,2 %.
Pomiary w reometrze szczelinowym. Doświadczenia porównawcze w celu stwierdzenia wpływu stanu powierzchni i wysokości szczeliny.

Doświadczenia przeprowadzono w aparaturze zestawionej zgodnie ze schematem 9c. Temperatura roztworu w czasie pomiarów wynosiła $20 \pm 0,1^{\circ}\text{C}$. Mierzono ją w termostacie z pompą obiegową, a okresowo, dla kontroli, w strumieniu opuszczającym przyrząd. Ponadto mierzono temperaturę w termostacie zawierającym reometr oraz temperaturę otoczenia /pokoju/.

Warunki przeprowadzenia doświadczeń podano w tabeli 15.

Doświadczenie 1 wykonano bez rozkręcania reometru po doświadczeniu 3 z przepływem wody. Po zakończeniu doświadczenia 1 sprawdzono, że powierzchnie szczeliny były pokryte w dalszym ciągu smarem silikonowym.

Przed doświadczeniami 2 i 7 powierzchnie szczeliny reometru zostały wmyte wapnem hydratyzowanym i wypłukane wodą, wytarte, a następnie bezpośrednio po skręceniu zalane cieczą. Doświadczenie 3 wykonano przy tym samym skręceniu reometru, co doświadczenie 2.

Przed doświadczeniem 6 powierzchnie szczeliny pokryto smarem silikonowym po uprzednim wmyciu ich wapnem hydratyzowanym, wypłukaniu i wysuszeniu.

Przed doświadczeniami 4, 5 i 8 powierzchnie szczeliny nie były czyszczone.

Bezpośrednie wyniki pomiarów zawierają tabele zamieszczone w Dodatku /rozdział 10.10.9/. Znajdują się w nich także obliczone dla każdego punktu pomiarowego wartości naprężenia stycznego przy ścianie τ_w , $\ln \tau_w$, wielkości $\frac{Q}{4b h^2}$ i $\ln \frac{Q}{4b h^2}$.

Tabela 15.

Data przygotowania roztworu: 16.02.1975r.

Data do- świad- czenia	Nr. doświ. doświ.	Gru- bość wkład- ki	Wysokość szczeli- ny	Zakres na- prężen stycznych w	Stan po- wierzchni szczeliny	Zakres tem- peratur w pokoju	Gęstość cie- czy w temp. pokoju
		mm	mm	$\text{g cm}^{-1} \text{s}^{-2}$		$^{\circ}\text{C}$	g cm^{-3}
17.02.75	1	0,49	0,82	73,1÷151,1	pokryte sma- rem silikon.	16,2÷17,5	0,9988
17.02.75	2	0,49	0,82	42,5÷151,9	zwilżalne	17,3÷17,6	0,9987
24.02.75	3	0,49	0,82	35,3÷155,5	---	17,8÷19,0	0,9985
24.02.75	4	0,60	0,93	41,3÷156,7	---	19,1÷19,5	0,9984
3.03.75	5	0,49	0,82	37,0÷159,4	---	18,0÷19,2	0,9985
3.03.75	6	0,49	0,82	36,6÷160,7	pokryte sma- rem silikon.	19,1÷19,6	0,9984
6.03.75	7	0,49	0,82	39,7÷159,4	zwilżalne	18,9÷19,6	0,9984
6.03.75	8	0,93	1,26	51,6÷139,7	---	19,8÷20,2	0,9982

Gęstość cieczy w temp. 20 $^{\circ}\text{C}$: 0,9982 g/cm^3 .

Dla każdego z doświadczeń aproksymowano zależność $\frac{Q}{4b h^2}$ od τ_w wielomianem stopnia drugiego, stosując metodę najmniejszych kwadratów /według programu załączonego do maszyny cyfrowej Hewlett-Packard⁸²/.

Obliczone współczynniki zależności

$$\frac{Q}{4b h^2} = B_0 + B_1 \tau_w + B_2 \tau_w^2 \quad /102/$$

zamieszczono w tabeli 16.

Mają one charakter empiryczny i nie można ich ekstrapolować daleko poza badany zakres naprężeń.

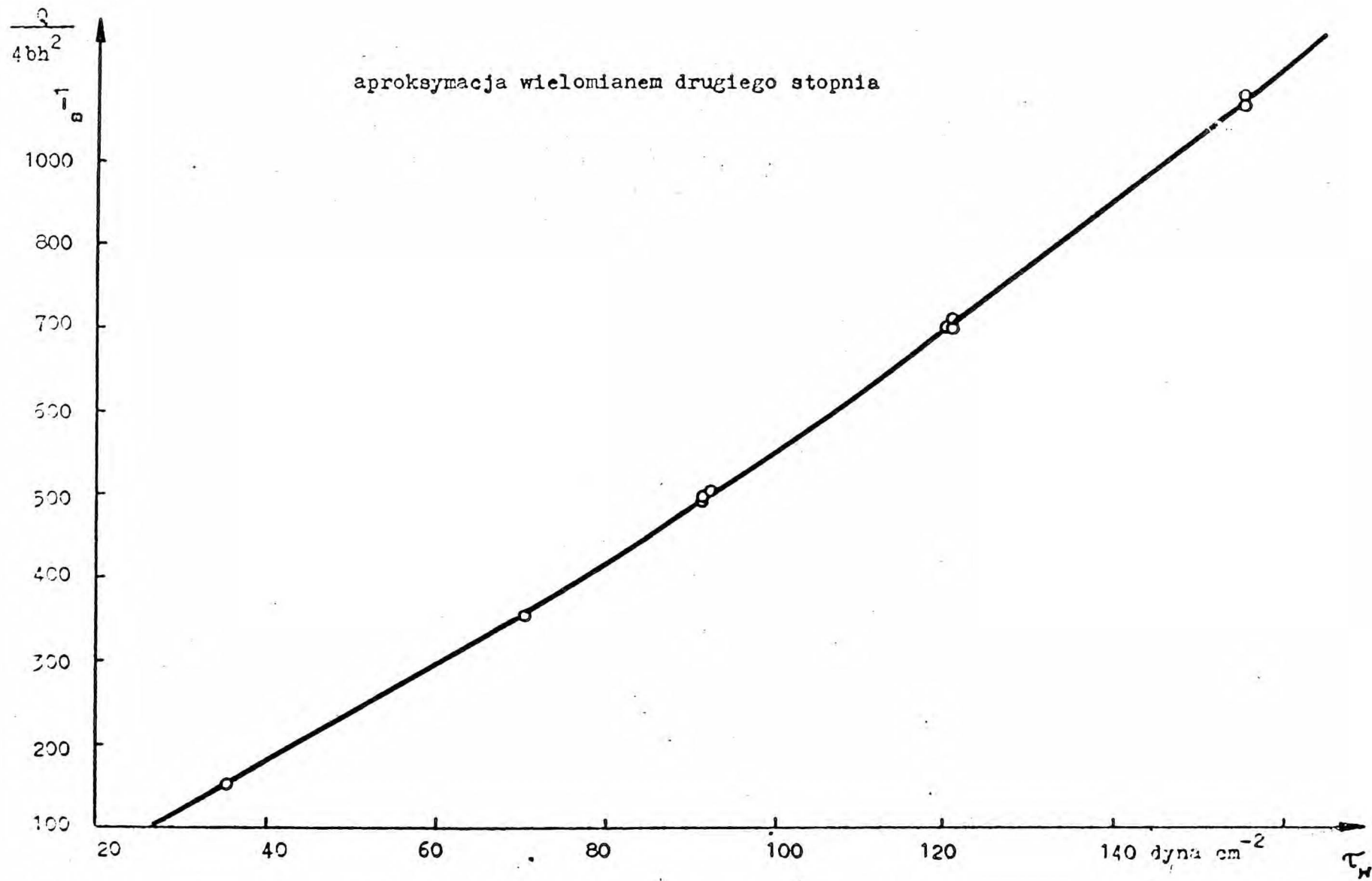
Na rys.12 zamieszczono przykładowo wykres zależności /102/ dla doświadczenia nr 3.

Tabela 16.

Nr dośw	B_0	B_1	B_2
	s^{-1}	$g^{-1} cm s$	$cm^2 s^3 g^{-2}$
1	- 27,09	4,939	0,009755
2	- 39,18	4,982	0,009376
3	- 24,80	4,618	0,011518
4	- 23,17	4,470	0,011267
5	- 23,17	4,558	0,010418
6	- 20,12	4,369	0,010646
7	- 21,54	4,576	0,011057
8	- 17,80	4,254	0,011602

Sprawdzenie, czy badana ciecz wykazuje zjawisko poślizgu.

Obliczono, stosując wielomiany /102/ o współczynnikach podanych w tabeli 16, wartości wielomianów dla naprężeń 45 dyn/cm² i 130 dyn/cm². Następnie, dla każdego z badanych naprężeń obliczono metodą najmniejszych kwadratów współczynniki v_p i



Rys.12 Dwuprocentowy roztwór soli sodowej karboksymetylocelulozy
Doświadczenie 3

<http://rcin.org.pl>

prostej podanej wzorem /74/ [≠]. Wyniki obliczeń zestawiono w tabelach 17 i 18.

Tabela 17.

Nr dośw.	l/h	W /45 dyn/cm ² /	W /130 dyn/cm ² /
	cm ⁻¹	s ⁻¹	s ⁻¹
1	24,39	214,9	779,9
2	24,39	204,0	767,0
3	24,39	206,3	770,2
4	21,51	200,8	748,3
5	24,39	203,0	745,5
6	24,39	198,0	727,7
7	24,39	206,8	760,2
8	15,87	197,1	731,3

Tabela 18.

Naprężenie	Prędkość poślizgu V _p	F / τ _w /
g cm ⁻¹ s ⁻²	cm s ⁻¹	s ⁻¹
45	1,027	180,3
130	3,199	680,3

Rozważenie stabelaryzowanej zależności W /45/ i W /130/ od l/h prowadzi do wniosku, że różnice wartości wielomianów, które można byłoby uznać za skutek stosowania szczelin o różnych wysokościach lub rozmaitych stanach powierzchni są tego samego rzędu, co różnice stwierdzane dla doświadczeń wykonanych przy niezmiennianej wysokości i stanie powierzchni szczeliny /doświadczenia o numerach 2,3,5 i 7/.

Sięgająca dwóch procent niepowtarzalność wartości wielomianów dla doświadczeń 2,3,5 i 7 nie może być tłumaczona błędami przypadkowymi pomiarów. Różnice szybkości objętościowych przepływu mierzonych kilkakrotnie przy tym samym spadku ciśnienia /patrz tablice w Dodatku - rozdział 10.10.9/ na ogół nie przekraczają 1 %, a najwyżej osiągają 1,5 %. Badana ciecz nie tworzyła piany.

Różnice w wartościach wielomianów trzeba przypisać niestabilności własności reologicznych roztworu.

W drugim doświadczeniu wykonywanym danego dnia otrzymywano zawsze niższe wartości wielomianu niż dla doświadczenia pierwszego przeprowadzanego po około tygodniowej przerwie, w czasie której własności cieczy częściowo wracały do stanu poprzedniego /rys. 13/.

Uznano, że obliczonym współczynnikiem poślizgu nie można przypisywać bezspornego sensu fizycznego.

Obliczenie parametrów reologicznych roztworu przy założeniu jego stabilności i braku poślizgu.

Po wykonaniu wykresów zależności $\ln \frac{Q}{4b h^2}$ od $\ln \tau_w$ stwierdzono, że można ją opisać dla wszystkich doświadczeń wielomianem pierwszego stopnia. Wartość pochodnej $P_p = \frac{d \ln \frac{Q}{4b h^2}}{d \ln \tau_w}$ obliczono dla każdego z doświadczeń jako współczynnik kierunkowy prostej

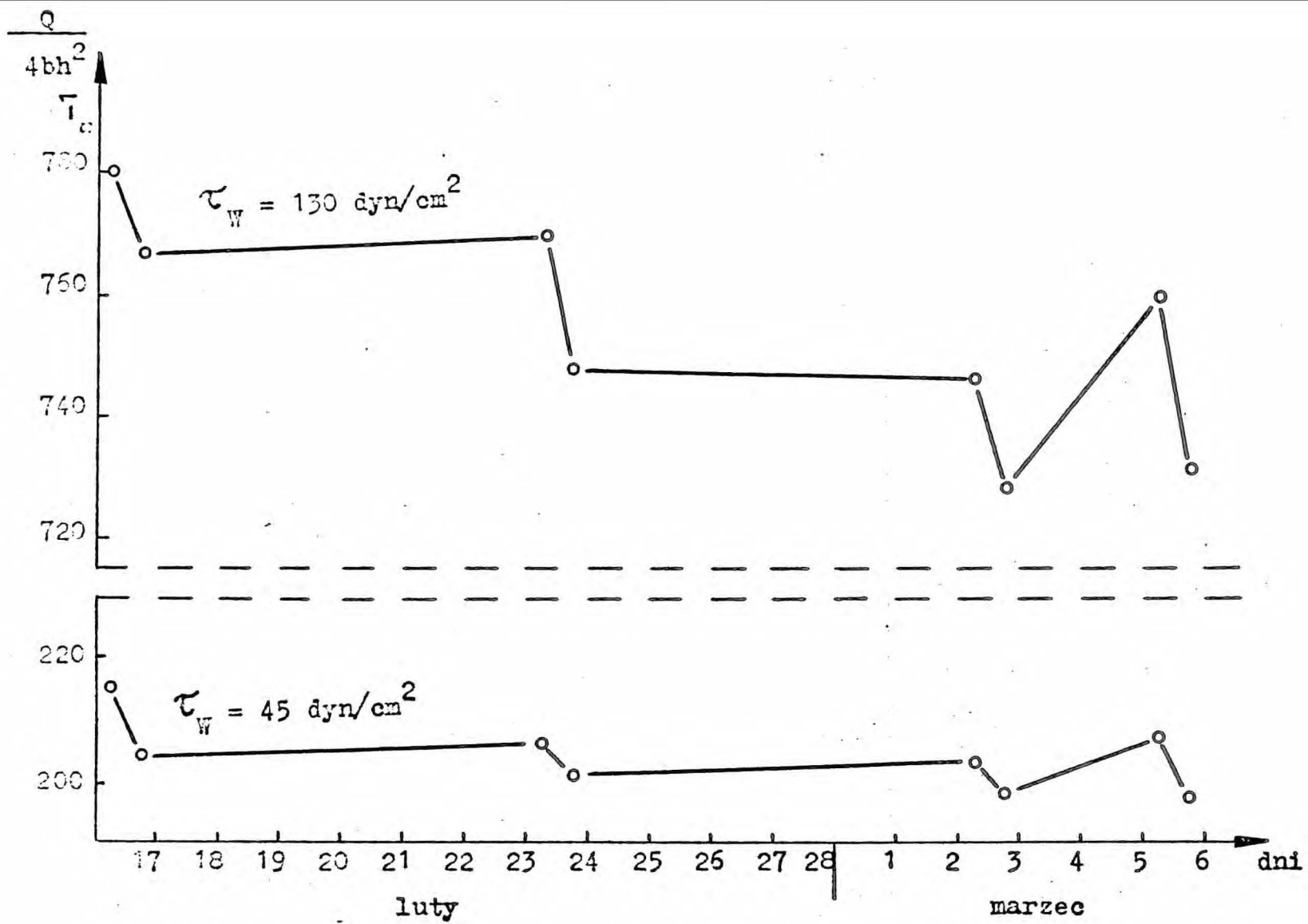
$$\ln \frac{Q}{4b h^2} = P_p \ln \tau_w + Q^* \quad /103/$$

Q^* - stała.

Analityczne obliczenie pochodnej zależności /102/ prowadzi do wzoru

$$P_p / \tau_w / = \frac{d \ln \frac{Q}{4b h^2}}{d \ln \tau_w} = \frac{B_1 \tau_w + 2 B_2 \tau_w^2}{B_0 + B_1 \tau_w + B_2 \tau_w^2} \quad /104/$$

Wyniki zamieszczono w tabeli 19.



Rys.13 0.2% roztwór soli sodowej karboksymetylocelulozy

Tabela 19.

Nr dośw.	Wartość pochodnej			Zakres szybkości ścinania
	wzór /103/	wzór /104/ dla na- prężenia τ_w :		
		45g cm ⁻¹ s ⁻²	130g cm ⁻¹ s ⁻²	s ⁻¹
1	1,228	1,218	1,246	556+3071
2	1,248	1,285	1,258	620+3044
3	1,243	1,233	1,285	499+3161
4	1,245	1,229	1,285	590+3096
5	1,230	1,218	1,267	517+3129
6	1,231	1,211	1,275	499+3092
7	1,233	1,213	1,274	575+3201
8	1,244	1,211	1,292	756+2605

Szybkość ścinania w każdym punkcie pomiarowym obliczono na podstawie wzoru /75/ podstawiając dla każdego z doświadczeń wartość pochodnej P_p z pierwszej kolumny tabeli 19. Obliczone wartości szybkości ścinania $\dot{\gamma}$ zamieszczono w tablicach w Dodatku, rozdział 10.10.9. Zakres szybkości ścinania dla każdego doświadczenia podano w ostatniej kolumnie tabeli 19.

Zależność $\ln \tau_w$ od $\ln \dot{\gamma}$ jest, jak wynika z odpowiednich wykresów, prostoliniowa. Parametry n i k reologicznego modelu potęgowego badanego roztworu wyznaczono obliczając dla każdego z doświadczeń metodą najmniejszych kwadratów współczynniki prostej

$$\ln \tau_w = n \ln \dot{\gamma} + \ln k$$

/105/

Wyniki obliczeń zawiera tabela 20:

Nr dośw.	n	k g cm ⁻¹ s ⁻²⁺ⁿ
1	0,812	0,225
2	0,801	0,247
3	0,804	0,240
4	0,803	0,248
5	0,813	0,231
6	0,812	0,238
7	0,812	0,238
8	0,801	0,252

Z dokładnością wystarczającą dla obliczeń inżynierskich można przypisać roztworowi w badanym zakresie naprężeń równanie reologiczne

$$\tau = 0,24 \gamma^{0,81} \quad /106/$$

/w którym jednostką szybkości ścinania jest s^{-1} , a naprężenia $g \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-2}$ /, biorąc równocześnie pod uwagę, że własności cieczy nie są stabilne.

5.4.2. Sól sodowa karboksymetylocelulozy.

Roztwór wodny 2 %.

Podjęte badania nie miały na celu uzyskania pełnej charakterystyki skomplikowanych własności reologicznych cieczy, lecz jedynie zbadanie wpływu zjawisk powierzchniowych na jej przepływ.

Przeprowadzono doświadczenia dwóch rodzajów:

- 1/ Pomiary w reometrze rotacyjnym - badanie wpływu stanu powierzchni cylindrów.
- 2/ Pomiary porównawcze w reometrach szczelinowym i rotacyjnym - badanie wpływu kształtu i wymiarów szczelin, w których odbywa się ruch cieczy na przepływ roztworu poddanego uprzednio ścinaniu w reometrze szczelinowym.

5.4.2.1. Omówienie doświadczeń wykonanych w reometrze rotacyjnym

Przeprowadzono dwie serie doświadczeń, z których każda odbywała się jednego dnia. Badane porcje cieczy podlegały tylko jednorazowemu ścinaniu w przyrządzie. Temperatura pomiarów: $20 \pm 0,1^{\circ}\text{C}$.

W czasie każdego doświadczenia wykonywano pomiary naprężeń odpowiadających kolejnym, coraz wyższym, a następnie coraz niższym szybkościom kątowym obrotów cylindra wewnętrznego. Stosowany zakres szybkości kątowych wynosił od 0,3142 do 25,45 ra-

dianów/s.

Pierwsza seria doświadczeń.

Pomiary wykonano dla roztworu otrzymanego poprzedniego dnia. Kolejne odczyty wskazań galwanometru przeprowadzano po ich pozornym ustaleniu się, a więc po około 1 minucie od dokonania zmiany częstości obrotów cylindra. Dążenie do osiągnięcia równowagi pozornej odpowiadającej określonym szybkościom ścinania powodowałoby znaczne zmiany struktury badanej cieczy i zmniejszało prawdopodobieństwo wykrycia reologicznych efektów przyściennych.

/Pomiary przeprowadzone na zakończenie doświadczenia 5 wskazują, że po 30 min. ścinania przy najwyższej stosowanej szybkości kątowej obrotów cylindra wewnętrznego nie osiągnięto jeszcze w cieczy stanu równowagi pozornej/.

Warunki wykonywania doświadczeń zestawiono w tabeli 21:

Nr dośw.	Cylinder reometru	Stosowany zakres naprężeń stycznych τ_w N m ⁻²	Stan powierzchni cylindra	
			wewnętrznego	zewnątrznego
1	S2	11,6 - 147,1	po moczeniu w terpentynie	po moczeniu w terpentynie
2	S1	17,7 - 230,4	"	po dośw.1
3	S1	16,9 - 224,8	zwilżalna	zwilżalna
4	S2	11,3 - 147,1	"	po dośw.3
5	S1	22,1 - 222,0	"	zwilżalna

Druga seria doświadczeń.

Przeprowadzono je dla roztworu otrzymanego cztery dni wcześniej. Pierwszego odczytu wskazań galwanometru dokonywano po pięciu minutach od włączenia obrotów cylindra wewnętrznego, następnych w dwie minuty po kolejnej zmianie szybkości kątowej

obrotów cylindra. We wszystkich doświadczeniach tej serii stosowano jednakową szerokość szczeliny reometru /cylinder Si/, a zmieniano stan powierzchni cylindrów.

Tabela 22.

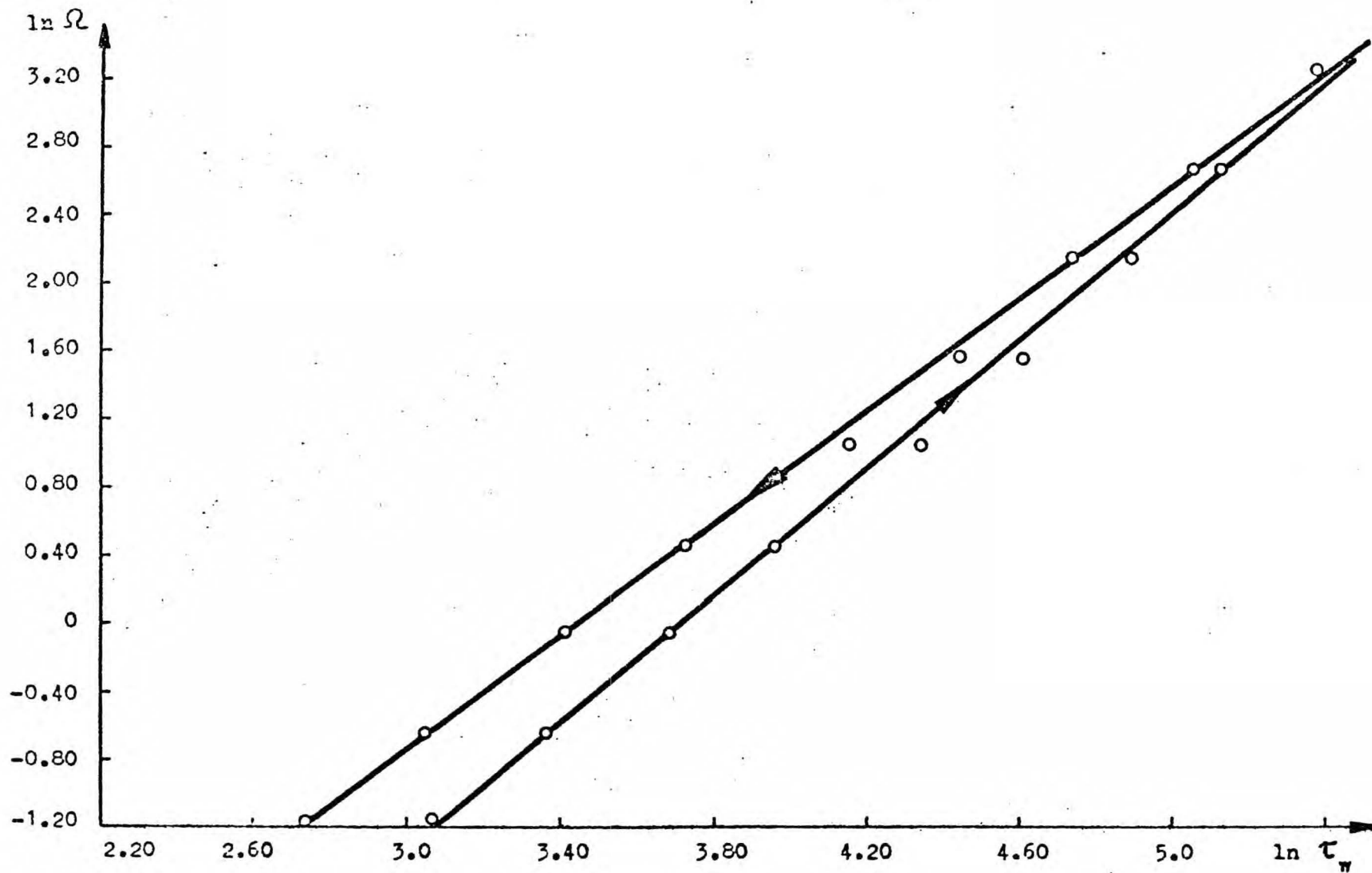
Nr doświadczenia	Stan powierzchni cylindra	
	wewnętrznego	zewnątrznego
2 i 6	zwilżalna	zwilżalna
1	po moczeniu w terpentynie	—"
5	zwilżalna	pokryta smarem silikonowym
3 i 4	pokryta smarem silik.	zwilżalna

Dla każdego z doświadczeń zakres naprężeń stycznych przy ścianie cylindra wewnętrznego był prawie identyczny i wynosił od około 15 do około 215 N/m².

W Dodatku do pracy /rozdział 10.10.10/ zamieszczono tablice zawierające bezpośrednie wyniki pomiarów wykonanych w doświadczeniach obydwu serii wraz z uwagami dotyczącymi sposobów modyfikowania powierzchni cylindrów. W tablicach tych znajdują się także wyniki obliczeń naprężenia stycznego przy ścianie cylindra wewnętrznego, szybkości kątowej jego obrotu oraz wielkości Ω /wzór 88/ wykonanych dla każdego punktu pomiarowego.

Szybkości ścinania badanych roztworów można było obliczać na podstawie wzorów /89/ i /90/.

Zależność $\ln \Omega$ od $\ln \tau_w$ okazała się liniowa dla wszystkich doświadczeń, rozrzut punktów na wykresach był niewielki /patrz zamieszczony przykładowo rysunek 14 dla doświadczenia 2 drugiej serii/.



- 105 a -

Rys.14 Dwuprocentowy roztwór soli sodowej karboksymetylocelulozy
Doświadczenie 2 drugiej serii /Rheotest/

Jeżeli przyjmie się założenie, że

$$\ln \Omega = K_3 \ln \tau_w + d \quad /107/$$

wzór /89/ upraszcza się do postaci:

$$\gamma = \frac{\Omega}{\ln s} \left[1 + K_3 \ln s + \frac{1}{3} /K_3 \ln s/^2 \right] \quad /108/$$

Z definicji wielkości Φ /wzór 88/ wynika, że

$$\frac{d \log \Phi}{d \log \tau_w} = \frac{d \log \Omega}{d \log \tau_w} - 1 = K_3 - 1 \quad /109/$$

Zależność $\log \Phi$ od $\log \tau_w$ musi więc być również liniowa, a wartości pochodnych $\frac{d \ln \Omega}{d \ln \tau_w}$ i $\frac{d \log \Phi}{d \log \tau_w}$ powinny różnić się o jedność.

Przyjęcie założenia /107/ prowadzi do następującego uproszczenia równania /90/:

$$\gamma = \frac{\Omega}{\ln s} \cdot \left[\frac{2s^2 \ln s}{s^2 - 1} - \ln s - \frac{2}{3} \ln^2 s + K_3 \ln s + \frac{1}{3} /K_3 \ln s/^2 \right] \quad /110/$$

Zależność /110/ jest równoważna wzorowi /108/, jeżeli

$$\frac{2 s^2 \ln s}{s^2 - 1} - \ln s - \frac{2}{3} \ln^2 s \approx 1 \quad /111/$$

Wartości lewej strony ostatniego równania obliczone dla stosowanych przez nas cylindrów reometru podaje tabelka

Cylinder	s	Lewa strona równania /111/
S1	1,0204	0,99986
S2	1,0638	0,99872

Błąd wynikający ze stosowania wzoru /110/ zamiast /108/ wydaje się niewielki.

Po wykonaniu obliczeń stwierdzono, że rozrzut punktów na wykresach uzależniających $\log \Phi$ od $\log \tau_w$ jest większy niż na

wykresach zależności $\ln \Omega$ od $\ln \tau_w$. Przyczyną jest prawdopodobnie fakt, że wartość Φ oblicza się jako iloraz wielkości doświadczalnych, a więc jest ona obciążona większym błędem niż wartość Ω .

Wyniki pomiarów otrzymane przy zwiększaniu szybkości ścinania od zera do wartości maksymalnej /krzywa wstępująca/ różniły się od wyników uzyskanych przy zmniejszaniu szybkości ścinania /krzywa zstępująca/. Stwierdzono wyraźną histerezę.

Zależności $\ln \Omega$ od $\ln \tau_w$ i $\log \Phi$ od $\log \tau_w$ aproksymowano funkcjami liniowymi stosując metodę najmniejszych kwadratów.

Dla wszystkich krzywych, zarówno wstępujących jak i zstępujących, pochodne $\frac{d \ln \Omega}{d \ln \tau_w}$ i $\frac{d \log \Phi}{d \log \tau_w}$ /współczynniki kierunkowe odpowiednich prostych/ różniły się dokładnie o 1, a szybkości ścinania obliczone wg wzorów /108/ i /110/ były identyczne.

W tabeli 23 podano dla każdego z doświadczeń zakres szybkości ścinania przy ścinanie cylindra wewnętrznego.

Tabela 23.
Zakres szybkości ścinania γ , s⁻¹

Seria doświadczeń	Nr dośw.	Krzywa wstępująca	Krzywa zstępująca
I	1	5,67 - 459	5,63 - 456
	2	16,1 - 1308	16,1 - 1304
	3	16,2 - 1308	-
	4	5,67 - 459	5,63 - 456
	5	16,2 - 1308	16,1 - 1306
II	1	16,1 - 1304	16,1 - 1302
	2	16,2 - 1308	16,1 - 1303
	3	16,2 - 1309	16,1 - 1302
	4	16,2 - 1308	16,1 - 1302
	5	16,2 - 1308	16,1 - 1302
	6	16,1 - 1308	16,1 - 1302

Wyniki wszystkich doświadczeń serii pierwszej i drugiej wykazały, że zależność $\ln \tau_w$ od $\ln \dot{\gamma}$ była prostoliniowa. Współczynniki prostych $\ln \tau_w = n \ln \dot{\gamma} + \ln k$ obliczono metodą najmniejszych kwadratów, wyznaczając tym samym parametry reologiczne modelu potęgowego, których wartości zestawiono w tabeli 24:

Seria doświadczeń	Nr dośw.	Krzywa wstępująca		Krzywa zstępująca	
		n	$kg\ m^{-1}\ s^n\ k_2$	n	$kg\ m^{-1}\ s^{-n}\ k$
I	1	0,555	5,01	0,587	4,12
	2	0,538	5,07	0,587	3,59
	3	0,533	5,15	-	-
	4	0,551	5,16	0,595	3,93
	5	0,533	5,13	0,558	4,06
II	1	0,533	4,95	0,611	2,78
	2	0,533	5,05	0,605	2,91
	3	0,530	5,19	0,609	2,86
	4	0,534	5,05	0,612	2,78
	5	0,531	5,17	0,607	2,91
	6	0,535	4,97	0,614	2,77

Z porównania wyznaczonych parametrów reologicznych wynika, że stan powierzchni cylindrów /zwilżalność lub jej brak, obecność terpentyny/ nie ma wpływu na przebieg ścinania badanego roztworu. Niewielkie różnice między krzywymi płynięcia otrzymanymi w pierwszej serii doświadczeń przy zastosowaniu różnej szerokości szczeliny reometru wynikają z niejednakowego odchylenia stanu roztworu w obydwu szczelinach od równowagi pozornej.

Różnice między wartościami n i k otrzymanymi dla krzywych wstępujących i zstępujących są dość znaczne i świadczą o braku stabilności reologicznej roztworu.

5.4.2.2. Omówienie doświadczeń porównawczych wykonanych w reometrach szczelinowym i rotacyjnym.*/

Pomiary w reometrze szczelinowym wykonywano stosując aparaturę zestawioną według schematu 9d.

Reometr wraz z 2,5 m igelitowego przewodu doprowadzającego ciecz był zanurzony w termostacie.

Temperaturę cieczy kontrolowano w strumieniu opuszczającym przyrząd. Różniła się ona od temperatury nominalnej najwyżej o $\pm 0,2^{\circ}\text{C}$. Ponadto mierzono temperaturę w termostacie zawierającym reometr oraz temperaturę otoczenia. Przed doświadczeniem badany roztwór cyrkulował w aparaturze przez przynajmniej jedną godzinę, następnie pobierano dwie identyczne próbki cieczy. Własności ich mierzono w reometrze rotacyjnym zwiększając w nim szybkości ścinania od zera do wartości maksymalnej. Dla pierwszej próbki, oznaczonej "A", wykonywano pomiary natychmiast, w czasie trwania doświadczenia w reometrze szczelinowym. Pomiary dla próbki drugiej, "B", przeprowadzano następnego dnia.

Po zakończeniu doświadczenia w reometrze szczelinowym pobierano próbkę roztworu "C", dla której pomiary w reometrze rotacyjnym wykonywano również następnego dnia.

Badany roztwór nieco żółkł w czasie trwania doświadczeń.

Warunki ich wykonywania zestawiono w tabeli 25.

Bezpośrednie wyniki pomiarów i obliczeń zamieszczono w Dodatku do pracy /rozdział 10.10.11/.

Szybkość ścinania w reometrze szczelinowym obliczano na podstawie wzoru /75/. Zależność $\ln \frac{Q}{4b h^2}$ od $\ln \tau_w$ była liniowa. Dla każdego z doświadczeń obliczano pochodną $\frac{d \ln \frac{Q}{4b h^2}}{d \ln \tau_w}$ jako współczynnik kierunkowy prostej /103/.

*/ W doświadczeniach brała udział p. Anna Koszutska z Instytutu Inżynierii Chemicznej Politechniki Warszawskiej.

Tabela 25.

Nr dośw.	Charakterystyka roztworu	Temp. roztworu °C	Data pomiaru	Grub. wkładki w reom. szczel. mm	Cylinder w reom. rotac.	Wyso-kość szczeliny mm	Zakres naprężeń τ w N/m ²	Zakres prędkości kątowych w reom. rotacyjnym rad/s	Zakres temp. otoczenia dla pomiarów w reom. szczel. °C
1"A"	otrzymany poprzedniego dnia	20±0,1	17.IV.	0,93	S1	0,40	12,2÷177,0	0,31 ÷ 25,4	24,3 ÷ 24,7
1		20±0,2	17.IV.			1,26	13,92÷28,97		
1"B"		20±0,1	18.IV.		S1	0,40	11,3÷168,6		
1"C"		20±0,1	18.IV.		S1	0,40	12,5÷163,0	0,52÷25,4	
2"A"	ciecz z poprzedniego dośw.+ roztwór otrzymany przed miesiącem	20±0,1	22.IV.	0,93	S1	0,40	14,5÷137,7	0,94÷25,4	20,0÷24,0
2		20±0,2	22.IV.			1,26	12,13÷29,89		
2"B"		20±0,1	23.IV.		S1	0,40	12,8÷129,3		
2"C"		20±0,1	23.IV.		S1	0,40	12,2÷129,3	0,94÷25,4	
3"A"	ciecz z poprzedniego doświadczenia	20±0,1	25.IV.	0,93	S1	0,40	11,9÷126,5	0,94±25,4	22,8±23,85
3		20±0,2	25.IV.			1,26	9,57÷31,46		
3"B"									
3"C"		20±0,1	26.IV.		S1	0,40	10,2÷118,0	0,94±25,4	
4"A"	otrzymany 4 dni wcześniej	25±0,1	7.V.	0,93	S1	0,40	14,2÷132,1	0,94±25,4	25,0±26,0
4		25±0,1	7.V.		S2	1,2	14,8÷68,2		
4"B"		25±0,1	8.V.		S1	0,40	8,72÷30,84		
4		25±0,1	8.V.		S2	1,2	11,6±115,2		
4		25±0,1	8.V.		S2	1,2	11,6±56,3	2,83±25,4	
4		25±0,1	8.V.		S1	0,40	13,3±129,3	0,94±25,4	
4		25±0,1	8.V.		S2	1,2	13,6±62,2	2,83±25,4	
5"A"	otrzymany 10 dni wcześniej /ciecz z poprzedniego doświadczenia/	25±0,1	13.V.	0,60	S1	0,40	11,9±118	0,94±25,4	19,2±19,9
5		25±0,2	13.V.		S2	1,2	11,9±52,3		
5						0,93	10,54±24,52		
5"B"									
5		25±0,1	14.V.		S1	0,40	14,7±109,6	1,57±25,4	
5					S2	1,2	10,1±53,4	2,83±25,4	

Pomiary i obliczenia dla doświadczeń w reometrze rotacyjnym przeprowadzono zgodnie z opisem zamieszczonym w rozdziale 5.4.2. Odczytu wskazań galwanometru dokonywano po ich pozornym ustaleniu się. Wyznaczano tylko wstępującą krzywą płynięcia.

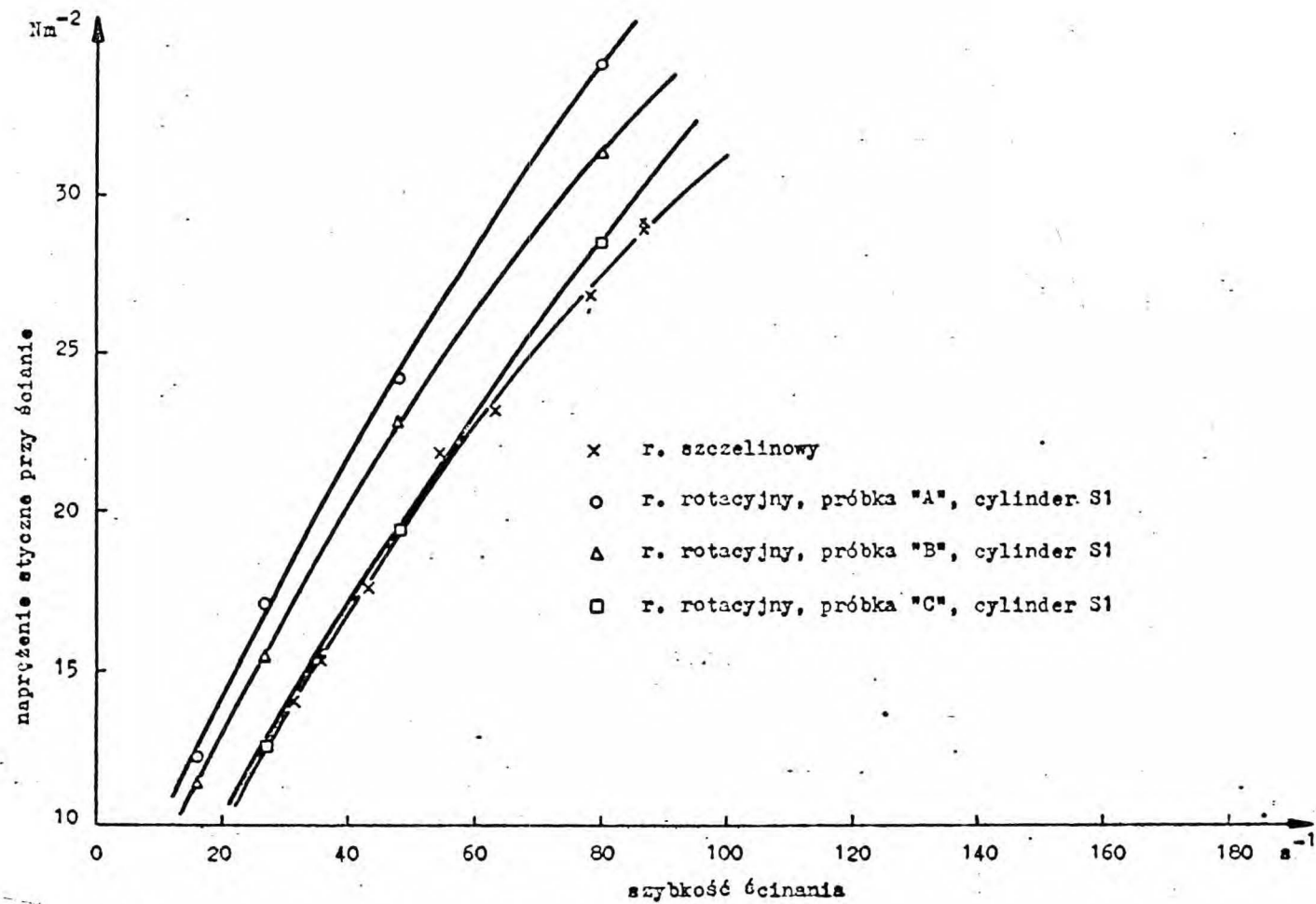
Wykresy na rysunkach od 15 do 19 przedstawiają zależność naprężenia stycznego przy ścinaniu od szybkości ścinania, w zakresie naprężeń wspólnym dla obydwu stosowanych przyrządów pomiarowych.

Rezultaty wszystkich doświadczeń zarówno wykonanych w reometrze szczelinowym jak i rotacyjnym wskazują, że dla określonego przyrządu i próbki roztworu zależność $\ln \tau_w$ od $\ln \dot{\gamma}$ jest prostoliniowa. Obliczone parametry reologiczne dla modelu potęgowego lepkości zamieszczono w tabeli 26, w której podano także zakresy szybkości ścinania występujące w doświadczeniach.

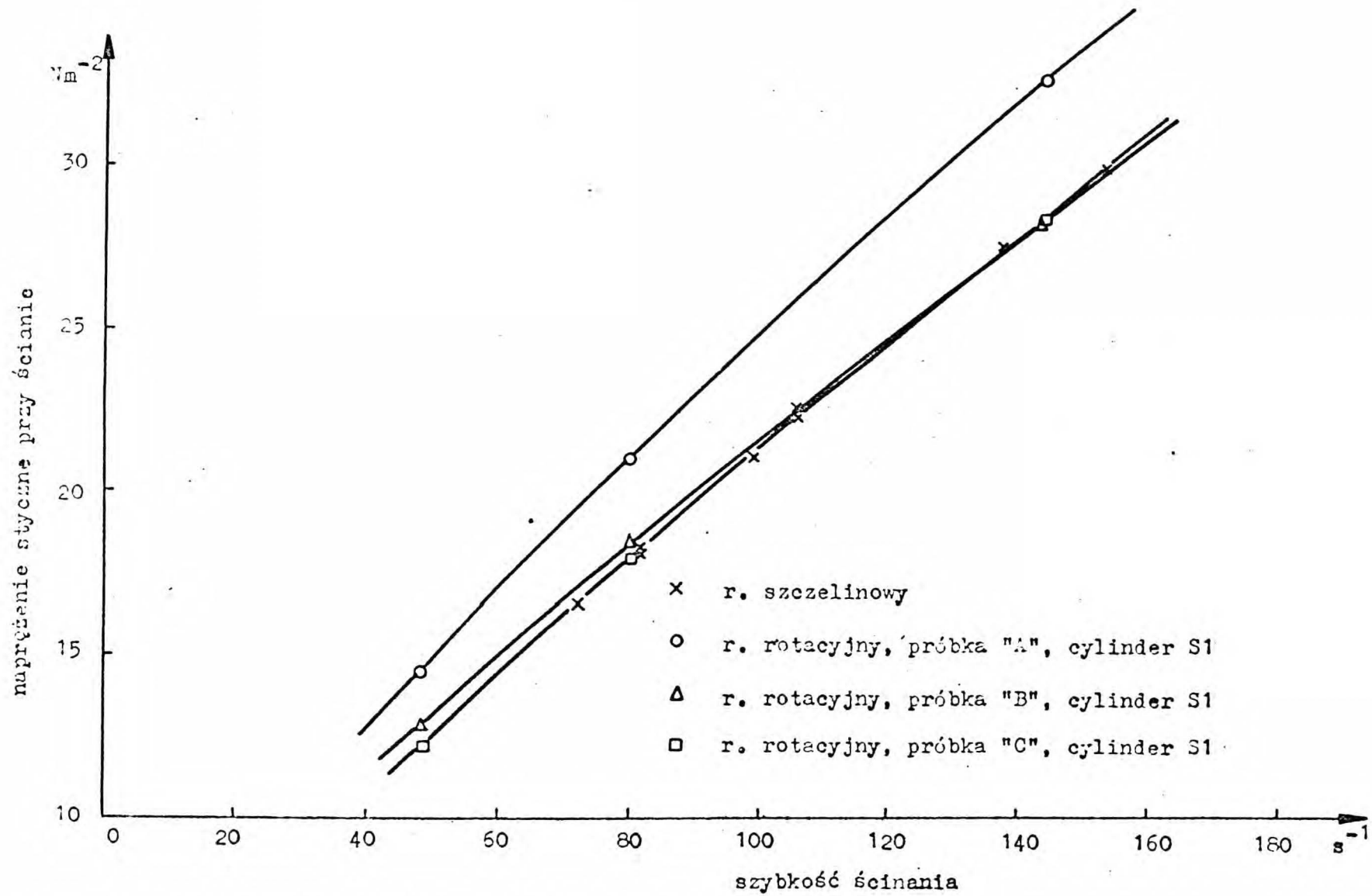
Porównanie wyników przedstawionych w tabeli 26 z rezultatami doświadczeń opisanych w rozdziale 5.4.2.1. wskazuje, że własności reologiczne cieczy po jej przebywaniu w aparaturze reometru szczelinowego stały się mniej stabilne. Przyczyną mogło być zarówno oddziaływanie mechaniczne, jak chemiczne. /Doświadczenie w reometrze szczelinowym trwało dla badanego roztworu jeden dzień/.

Na wykresach jest widoczne /rys. 18 i 19/, że krzywe płynięcia określonej próbki cieczy zmierzzone w reometrze rotacyjnym przy zastosowaniu różnych szerokości szczeliny były identyczne.

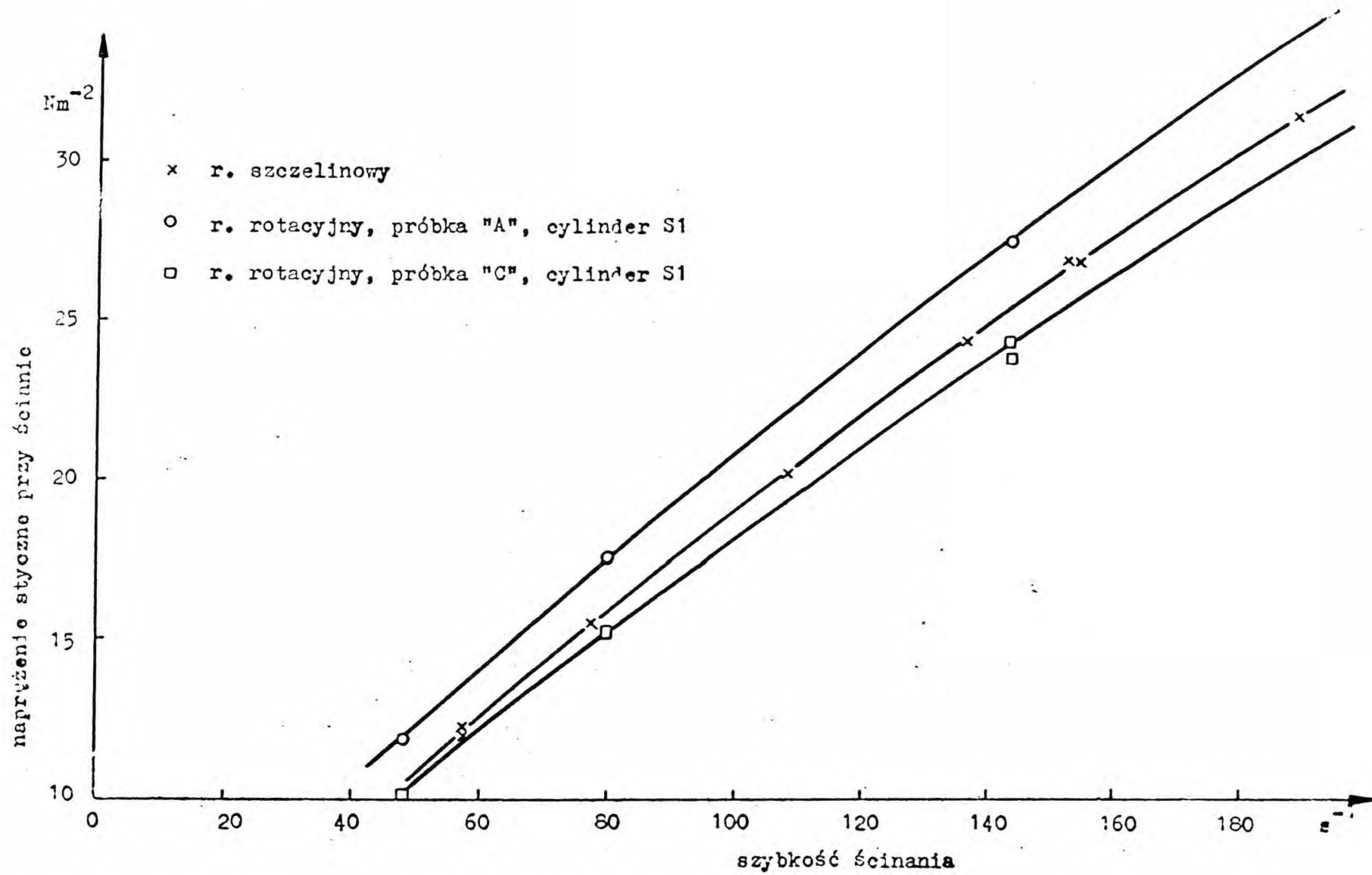
Przyczyną różnic między krzywymi płynięcia oznaczonymi w reometrze rotacyjnym dla próbek roztworu "A", "B" i "C", a także między odpowiadającymi im wartościami parametrów reologicznych, jest niestabilność własności badanej cieczy.



Rys.15 Dwuprocentowy roztwór soli sodowej karboksymetylocelulozy
 Doświadczenie 1 /porównawcze/

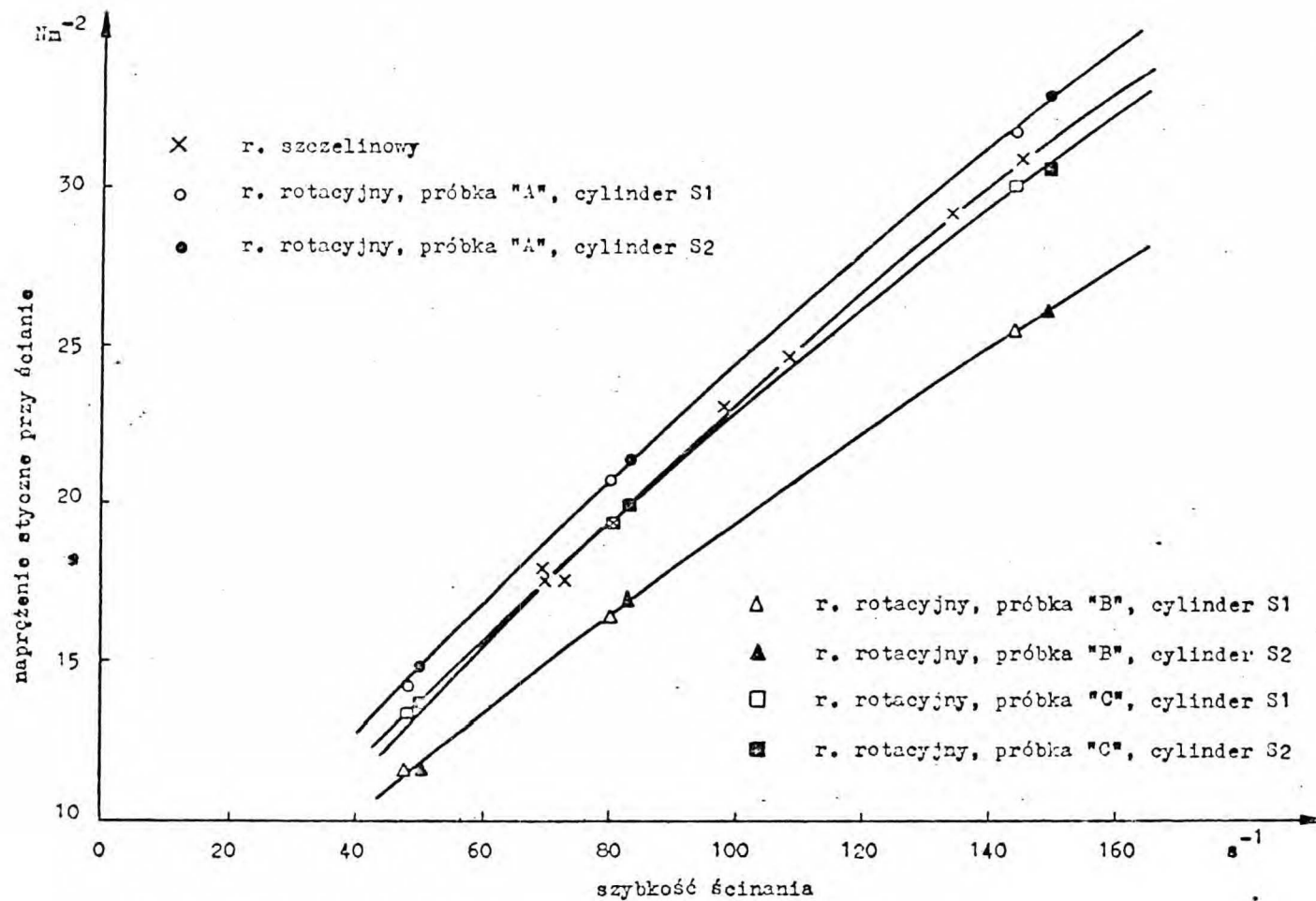


Rys. 16 Dwuprocentowy roztwór soli sodowej karboksymetylocelulozy
Doświadczenie 2 /porównawcze/

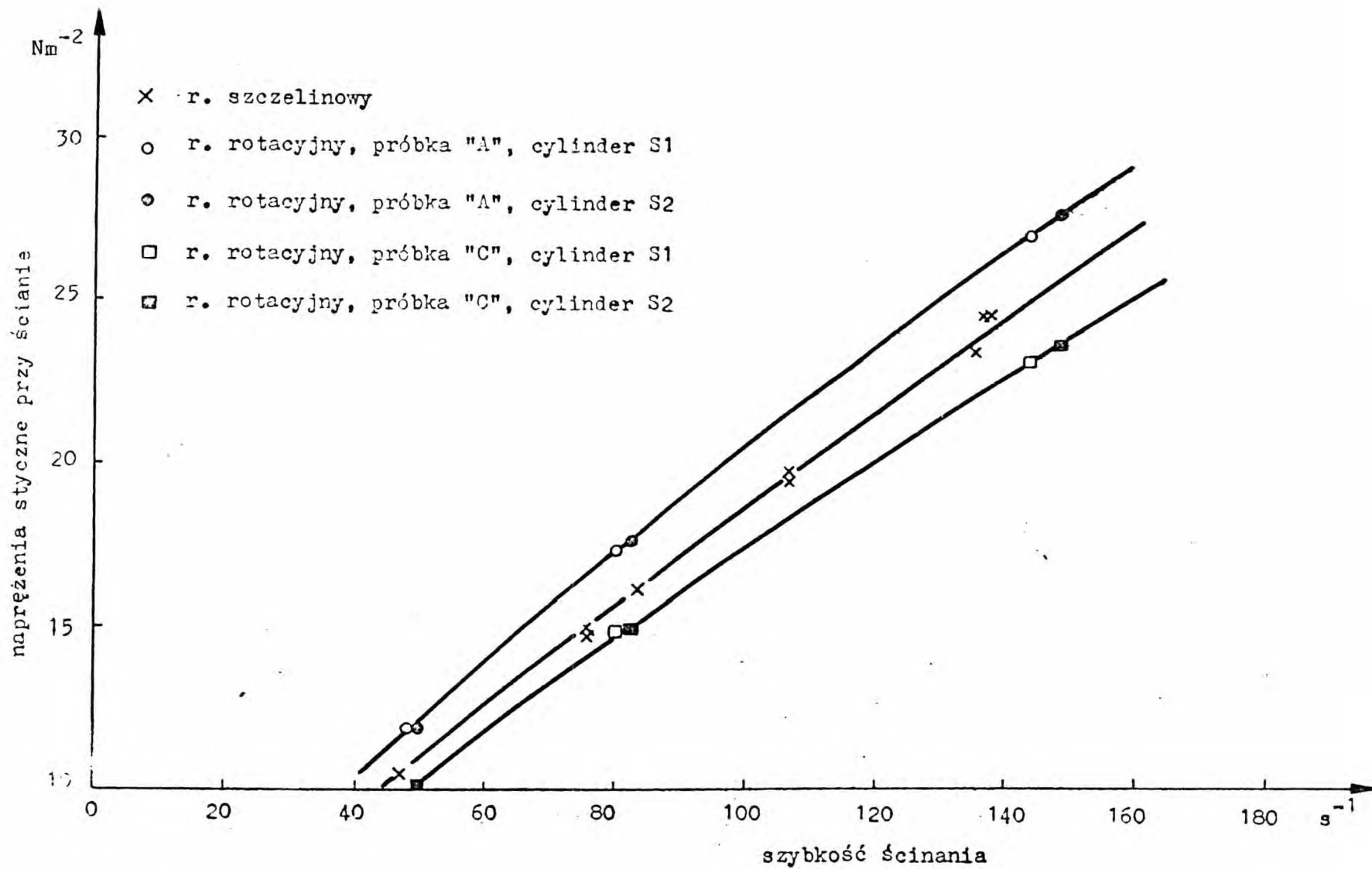


Rys.17 Dwuprocentowy roztwór soli sodowej karboksymetylocelulozy

Doświadczenie 3 /porównawcze/



Rys.16 Dwuprocentowy roztwór soli sodowej karboksymetylocelulozy
 Doświadczenie 4 /porównawcze/



Rys.19 Dwuprocentowy roztwór soli sodowej karboksymetylocelulozy
 Doświadczenie 5 /porównawcze/

Tabela 26.

Nr dośw.	reometr rotacyjny szczelinowy	Parametry reologiczne oznaczone w dośw. porównawczych						Zakres szybkości ścinania		
		reometr rotacyjny cylinder S1		reometr rotacyjny cylinder S2		reometr szczelinowy		reom. rot. cyl. S1	reom. rot. cyl. S2	reometr szczelin.
		n	k $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$	n	k $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$	n	k $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$	s^{-1}	s^{-1}	s^{-1}
1 "A"	1	0,617	2,25			0,719	1,17	16,1+1302		31,9+873
1 "B"		0,625	2,01					16,1+1301		
1 "C"		0,665	1,50					26,7+1299		
2 "A"	2	0,690	1,03			0,784	0,579	48,0+1297		48,2+153
2 "B"		0,711	0,826					48,0+1296		
2 "C"		0,721	0,767					48,0+1296		
3 "A"	3	0,722	0,751			0,799	0,479	48,0+1296		42,3+190
3 "B"		0,748	0,583					47,9+1294		
3 "C"		0,749	0,577					47,9+1292		
4 "A"	4	0,679	1,058	0,697	0,981	0,774	0,655	48,1+1298	49,9+449	28,3+146
4 "B"		0,702	0,773	0,722	0,694			48,0+1297	49,7+448	
4 "C"		0,693	0,936	0,712	0,854			48,0+1297	49,8+448	
5 "A"	5	0,704	0,800	0,753	0,630	0,777	0,522	48,0+1297	49,6+446	47,0+138
5 "C"		0,726	0,629	0,762	0,516			80,0+1295	49,5+446	

Z wykresów wynika /rysunki cd nr 15 do 19/, że różnice między krzywymi płynięcia uzyskanymi w danym doświadczeniu na podstawie pomiarów w reometrach szczelinowym i rotacyjnym nie są istotnie większe od różnic między wynikami oznaczeń w reometrze rotacyjnym dla różnych próbek cieczy.

Wyznaczone w reometrze szczelinowym wykładniki n modelu potęgowego są nieco większe, a współczynniki konsystencji k nieco mniejsze niż uzyskane w reometrze rotacyjnym /tab.26/. Wynika to prawdopodobnie z błędów systematycznych obydwu przyrządów przy ich zastosowaniu do reologicznie niestabilnych cieczy nie-newtonowskich.

W granicach dokładności wykonanych doświadczeń nie wykryto istnienia w badanym roztworze zjawisk przyściennych ujawniających się przy zmianie wymiaru szczeliny mierniczej.

6. W n i o s k i .

1/ Dla żadnego z badanych roztworów polimerów w stosowanym zakresie niskich naprężeń nie stwierdzono występowania reologicznych zjawisk przyściennych, a więc obecność w cieczy dużych cząsteczek chemicznych, a nawet subtelnej zawiesiny nie jest warunkiem dostatecznym pojawienia się tego rodzaju efektów. Prawdopodobnie poślizg roztworów polimerów jest zjawiskiem które występuje rzadko. Istnieją podstawy do przypuszczeń, że wykrycie tego efektu przez niektórych badaczy mogło wynikać

2/ Nie stwierdzono wpływu stanu powierzchni ściany na przepływ żadnego z badanych płynów o złożonej strukturze. Tym samym nie zostało potwierdzone przypuszczenie niektórych autorów o tworzeniu się w roztworach polimerów przyściennych warstw żelu w wyniku działania sił adsorpcyjnych /lub innych/. Wykrycie anomalii reologicznych w przypadku, gdy powierzchnia ściany stykała się uprzednio z inną cieczą, może świadczyć o występowaniu przepływu dwufazowego.

3/ Spływ w kanale otwartym, w którym występuje swobodna powierzchnia cieczy nie jest przepływem wiskozymetrycznym. Dlatego nie można uznać kanału za prawidłowy przyrząd do wykrywania zjawisk przyściennych. Nie powinien on być także stosowany do wyznaczania parametrów reologicznych płynu chyba, że badania dotyczą zjawisk zachodzących przy powierzchni swobodnej^{*/}.

^{*/} Projektując układy przepływowe w których występuje powierzchnia swobodna należy brać pod uwagę następujące fakty:

a/ obecność menisków cieczy może powodować znaczne różnice między wynikami pomiarów, a rezultatami obliczeń przeprowadzonych przy zaniedbaniu menisków; b/ obliczanie długości odcinka wlot-

wego w którym formuje się profil prędkości cieczy newtonowskiej jest w obecności powierzchni swobodnej cieczy znacznie utrudnione; c/ istnieje możliwość wystąpienia fal powierzchniowych. Pomiary nie omówione w tej pracy wykazały, że warstewka cieczy newtonowskiej mająca powierzchnię swobodną i spływająca po szorstkim dnie ma większą grubość niż wynikałoby to z zależności teoretycznych dla spływu laminarnego.

4/ Poślizg, który wykrywa się na podstawie stwierdzenia niezgodności między rezultatami pomiarów wykonanych przy różnych grubościach warstewki cieczy w przyrządzie, może być efektem rzekomym, spowodowanym niezidentyfikowanymi błędami systematycznymi pomiaru. Dotyczy to zarówno błędów związanych z kształtem i wymiarami reometru, /na przykład braku wystarczającej zgodności między wymiarami geometrycznym i hydrodynamicznym warstewki badanej cieczy/, jak i nieprawidłowego wykonywania doświadczeń lub interpretacji ich wyników /na przykład nieuwzględnienia braku stabilności reologicznej cieczy lub pominięcia w rozważaniach jej własności sprężystych, gdy przepływ odbywa się w układzie, w którym własności te są istotne/.

Reasumując - w warunkach niskich naprężeń, które występują przy stosowanych w praktyce spływach warstewek roztworów polimerów, poślizg nie jest zjawiskiem typowym dla hydrodynamiki spływu.

Stwierdzenie jego występowania wymaga w każdym przypadku głębokiego uzasadnienia, na przykład udowodnienia wynikami doświadczeń wykonanych w dwóch przyrządach pomiarowych różnego typu.

Rezultaty pracy pozwalają na stwierdzenie, że przyjmowany przez wielu autorów warunek brzegowy zerowej prędkości płynu na ścianie stałej należy uznać w ogólnym przypadku za uzasadniony przy przepływie cienkich warstw roztworów polimerów.

7. Podsumowanie wyników pracy.

1/ Dokonano weryfikacji stosowanej dotychczas metody wykrywania poślizgu cieczy na podstawie pomiarów dotyczących spływu jej cienkich warstw w kanale otwartym.

2/ Wykazano przydatność przepływu cieczy w prostym przewodzie o kształcie wąskiej szczeliny do badania reologicznych efektów przyściennych.

3/ Dokonano pomiarów zmierzających do stwierdzenia istnienia lub braku poślizgu kilku cieczy w zakresie niskich naprężeń stycznych.

Stosowano dwa przyrządy pomiarowe: reometr szczelinowy oraz reometr rotacyjny o cylindrach współosiowych.

Najważniejsze informacje dotyczące wykonanych pomiarów zestawiono w tabeli 27.

4/ Przedyskutowano otrzymane wyniki wykazując brak poślizgu badanych cieczy w warunkach niskich naprężeń ścinających.

Tabela 27.

Badana ciecz	Reometr	Stosowany zakres na prężień styczonych $N\ m^{-2}$	Szerokość szczeliny mierniczej mm	Oznaczone parametry reologiczne cieczy			W czasie doświadczeń zmieniano:		
				zależność τ_w od $\dot{\gamma}$	temperatura pomiaru $^{\circ}C$	wartości liczbowe parametrów			
woda destylowana	szczelinowy	2,9 + 9,9	0,82	liniowa	20	$\mu = 0,00993\ g\ cm^{-1}\ s^{-1}$	stan powierzchni szczeliny a/ zwilżalna, b/ pokryta smarem silikonowym, c/ po zetknięciu z terpentyną		
poliwinylopirolidon roztwór 2 %	---	2,4 + 6,2	0,75; 0,82; 0,93; szorstka 0,78	---	20	$\mu = 0,0151\ g\ cm^{-1}\ s^{-1}$	wysokość szczeliny, stan jej powierzchni /gładka i szorstka/		
alkohol poliwinylowy roztwór 6,6 %	rotacyjny	12 + 114	0,40; 1,2	---	20	$\mu = 0,85\ g\ cm^{-1}\ s^{-1}$	szerokość szczeliny, stan powierzchni cylindrów a/ zwilżalne, b/ pokryte smarem silikonowym, c/ po zetknięciu z terpentyną		
wodne roztwory polimerów	sól sodowa karboksymetylocelulozy	roztwór 0,2 %	szczelinowy	3,5 + 16	0,82; 0,93; 1,26	potęgowa	20	$k = 0,24\ g\ cm^{-1}\ s^{-2}$ $n = 0,81$	wysokość szczeliny, stan jej powierzchni a/ zwilżalna, b/ pokryta smarem silikon.
		roztwór 2 %	rotacyjny	11 + 230	0,40; 1,2	---	20	$k = 51\ g\ cm^{-1}\ s^{-2}$ $n = 0,53$	stan powierzchni cylindrów a/ zwilżalne, b/ pokryte smarem silikonowym, c/ po zetknięciu z terpentyną
		roztwór 2 %	szczelinowy	9 + 31	0,93; 1,26	---	20 i 25	k od 4,8 do 12 $g\ cm^{-1}\ s^{-2}$ n od 0,72 do 0,80	szerokość szczeliny mierniczej reometru rotacyjnego
			rotacyjny	10 + 177	0,40; 1,2			k od 5,8 do 22 $g\ cm^{-1}\ s^{-2}$ n od 0,62 do 0,80	

8. Piśmiennictwo cytowane.

1. Jin Wu, M.P.Tulin: Trans.ASMEJ Basic Eng., 94, 749 /1972/.
2. B.A.Toms: Proc.First Int.Cong.on Rheology, Part 2, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1949, str.135.
3. E.Ruckenstein: Chem.Eng.Sci., 26, 1075 /1971/.
4. Vr.Arunachalam, G.D.Fulford: Chem.Eng.Sci., 26, 1065 /1971/.
5. G.M.Chisolm, J.L.Gainer: J.Appl.Physiol., 31, 313 /1971/.
6. T.Watanabe, T.Mineshita, S.Ono: Bull.Chem.Soc.Jap., 42, 583 /1969/.
7. C.A.Tuijnman, J.J.Hermans: J.Polymer Sci., 25, 385 /1957/.
8. M.M.Huque, M.Fishman, D.A.I.Goring: J.Phys.Chem., 63, 766 /1959/.
9. O.E.Öhrn: J.Polymer Sci., 17, 137 /1955/.
10. M.Takeda, R.Endo: J.Phys.Chem., 60, 1202 /1956/.
11. G.Astarita, G.Marrucci, G.Palumbo: Ind.Eng.Chem.Fundamentals 3, 333 /1964/.
12. N.Therien, B.Coupal, J.L.Corneille: Can.J.Chem.Eng., 48, 17 /1970/.
13. D.C.-H.Cheng: Ind.Eng.Chem.Fundamentals, 13, 394 /1974/.
14. F.Swindells: J.Res.Nat.Bur.Stand., 48, 1 /1952/.
15. R.S.Marvin: J.Res.Nat.Bur.Stand., 75A, 535 /1971/.
16. H.S.White, E.A.Kearsley: J.Res.Nat.Bur.Stand., 75A, 541 /1971/.
17. R.W.Penn, E.A.Kearsley: J.Res.Nat.Bur.Stand., 75A, 553 /1971/.
18. Dziennik Urzędowy CUJM Nr 5 /1908/, /1969/.
19. American National Standard Z11.168-1964, ASTM Designation D 2162-64.
20. DIN 53012. Kapilarviskosimetrie Newtonscher Flüssigkeiten. Fehlerquellen und Korrekturen.

21. M.Reiner: Deformation, Strain and Flow, H.K.Lewis, London 1960.
22. R.K.Schofield, G.W.Scott-Blair: J.Phys.Chem., 35, 1212 /1931/.
23. J.G.Oldroyd: J.Colloid Sci., 4, 333 /1949/.
24. Z.Kembłowski: Reometria płynów nienewtonowskich. WNT.
Warszawa 1973.
25. B.A.Toms: J.Colloid Sci., 4, 511 /1949/.
26. T.Mineshita, T.Watanabe, S.Ono: Bull.Chem.Soc.Jap..
40, 2217 /1967/.
27. Gmelins Handbuch der Anorganische Chemie. Quecksilber.
System-Nummer 34. Verlag Chemie, G.M.B.H., Weinheim 1960,
str.311.
28. O.A.Geraszczenko, M.M.Nazarczuk: Ż.Techn.Fiz.,
27, 2797 /1957/.
29. N.Kosterin, M.N.Rubanowicz: Izv.AN SSRR Otd.Tech.Nauk,
No 7 /1949/.
30. B.M.Smolskii, I.T.Elperin: Intern.Chem.Eng., 3, 67 /1963/.
31. M.B.Barbin: Teoret.Osnowy Chem.Technol.7, 115 /1973/.
32. M.B.Barbin: Kolloid Ż., 35, 328 /1973/.
33. J.J.Benbow, R.V.Charley, P.Lamb: Nature, 192, 223 /1961/.
34. B.D.Coleman, H.Markovitz, W.Noll: Viscometric Flows of Non-
Newtonian Fluids. Springer-Verlag. Berlin 1966.
35. A.P.Metzner, J.R.Knox: Trans.Soc.Rheology, 9, 13 /1965/.
36. B.Jirgensons: Organic Colloids, Elsevier Publishing
Company 1958.
37. T.W.Russel, M.E.Charles: Can.J.Chem.Eng., 37, 18 /1959/.
38. F.Schultz-Grunow: Rheologica Acta, 1, 289 /1958/.
39. G.Segré, A.Silberberg: Nature, 189, 209 /1961/.
40. Z.D.Jastrzebski: Ind.Eng.Chem.Fundamentals, 6, 445 /1967/.
41. J.W.Daily, G.Bugliarello: Ind.Eng.Chem., 51, 887 /1959/.

42. G.W.Scott-Blair: Rheologica Acta, 1, 123 /1958/.
43. D.Horshey, S.J.Cho: J.Appl.Physiol., 21, 27 /1966/.
44. R.Stanton, S.R.Morrison, J.C.Harper, Ind.Eng.Chem.Fundamentals, 4, 176 /1965/.
45. A.Fincke, W.Heinz: Kolloid-Z., 152, 148 /1957/.
46. W.Kozicki, S.N.Pasari, A.R.K.Rao, C.Tiu: Chem.Eng.Sci., 25, 41 /1970/.
47. T.J.Sadowski: Ph.D.Thesis, University of Wisconsin, 1963.
48. W.Kozicki, C.J.Hsu, C.Tiu: Chem.Eng.Sci., 22, 487 /1967/.
49. Poradnik fizykochemiczny. WNT. Warszawa 1962.
50. Dziennik Urzędowy CUJM, Nr 5 /1908/, /1969/.
51. International Critical Tables /ICT/. Mc Graw-Hill Book Company. New York and London 1926.
52. E.Milewska-Płosińska: Wyniki pomiarów lepkości kinematycznej oleju transformatorowego, 1972.
53. I.C.T. 3, 27; 4, 454 /1926/.
54. I.C.T. 4, 435 /1926/.
55. American Society for Testing and Materials. ASTM Designation: D 1439 - 65.
56. P.H.de Butts, J.A.Hudy, J.H.Elliott; Ind.Eng.Chem., 49, 94 /1957/.
57. E.Szmidtgal; Tłuszcze i Środki Piorące, 2, 234 /1958/.
58. G.Astarita: Ind.Eng.Chem.Fundamentals, 5, 14 /1966/.
59. B.Benjamin: J.Fluid Mechanics, 2, 554 /1957/.
60. A.M.Binnie: J.Fluid Mechanics, 5, 561 /1959/.
61. C.S.Yih: Phys.Fluids, 6, 321 /1963/.
62. M.Graef: Mitteilungen aus dem Max-Planck-Institut für Strömungsforschung. Nr 36. Göttingen 1966.
63. W.M.Owen: Trans.Am.Soc.Civil.Engrs., 119, 1157 /1954/.

64. S.Timoshenko, J.N.Goodier: Theory of Elasticity /1901/.
65. H.Rouse /editor/:Advanced Mechanics of Fluids. J.Wiley and Sons. New York 1959.
66. G.D.Fulford: The Flow of Liquids in Thin Films. Advances in Chemical Engineering, Vol.5. Academic Press. New York and London. 1964.
67. L.Landau,F.Lifsztic; Mechanika ośrodków ciągłych. PWN. Warszawa. 1958.
68. J.Radzki: Sprawozdanie z pracy COPAN 134/ZL/72 wykonanej dla IChF PAN. Kopię sprawozdania zamieszczono w Dodatku, rozdział 10.4.
69. M.Sparrow,S.H.Lin,T.S.Lundgren: Phys.Fluids,7, 338 /1964/.
70. M.Collins,W.R.Schowalter: AIChEJ, 9, 98 /1963/.
71. E.B.Christiansen, H.E.Lemmon: AIChEJ, 11, 995 /1965/.
72. D.C.Bogue: Ind.Eng.Chem,51, 874 /1959/.
73. Y.Tomita: Bull.J.S.M.E., 4, 77 /1961/.
74. Z.Kembłowski; Inżynieria Chemiczna II, 1, 3 /1972/.
75. A.B.Metzner,J.L.White; AIChEJ, 11, 989 /1965/.
76. M.P.Brocklebank, J.M.Smith: Rheologica Acta, 9, 396 /1970/.
77. E.Bilgen: J.Appl.Mech,40, 381 /1973/.
78. C.D.Han,K.U.Kim: Rheologica Acta,11, 323 /1972/.
79. Hewlett-Packard Calculator 9830A. Mat.Pac..Polynomial Regression.
80. I.M.Krieger,H.Elrod: J.Appl.Phys.24, 134 /1953/.
81. I.M.Krieger,S.H.Marou; J.Appl.Phys.,25, 72 /1954/.
82. Hewlett-Packard Calculator 9830A Plotter Pac.Polynomial Regression.
83. M.Abramowitz,I.A.Stegun /Editors/:Handbook of Mathematical Functions.National Bureau of Standards,Applied Mathematics Series 55. Washington 1965. Table 23.3, Sums of Reciprocal Powers.

9. Oznaczenia.

a	- połowa długości boku prostokąta	cm
A	- stała kapilarna; $A = \sqrt{2 \sigma / \rho g}$	cm
A^x	- bezwymiarowa szybkość objętościowa przepływu ciecchy związana z poślizgiem /na jednostkę szerokości kanału/	-
b	- połowa szerokości kanału lub długości boku prostokąta	cm
B	- procent błędu obliczenia szybkości objętościowej przepływu ciecchy newtonowskiej w przewodzie o przekroju prostokątnym, na podstawie zależności /72/	-
B_1	- współczynnik wielomianu przy zmiennej niezależnej w potęgze 1	
c	- stężenie roztworu polimeru	$g \text{ cm}^{-3}$
C	- stała geometryczna reometru szczelinowego	cm^3
C_1	- stała geometryczna reometru rotacyjnego	-
C_2	- stała reometru Marona-Belnera	$\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$
d	- stała w równaniu /107/	-
D	- średnica wewnętrzna kapilary	cm
f } F }	- funkcja	
g	- moduł wektora przyspieszenia ziemskiego	cm s^{-2}
h	- grubość warstwy ciecchy w centrum kanału	cm
h^x	- różnica poziomów ciecchy w rurkach reometru Marona-Belnera	cm
H	- stała	$\text{cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$
k	- współczynnik konsystencji /parametr reologiczny ciecchy, której własności opisuje model potęgowy/	$g \text{ s}^{2-n} \text{ cm}^{-1}$
k, l	- współrzędne układu w którym sformułowano wzór /65/	$g \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{2-n}$
K	- współczynnik kierunkowy prostej uzależniającej Δp od Q	$g \text{ cm}^{-4} \text{ s}^{-1}$

- K_1 - współczynnik kierunkowy prostej uzależniającej $\frac{Q}{4b h^2}$ od τ_w cm s g⁻¹
- K_2 - współczynnik kierunkowy prostej uzależniającej Ω od τ_w m s kg⁻¹
- K_3 - współczynnik kierunkowy prostej uzależniającej $\ln \Omega$ od $\ln \tau_w$ -
- L - odległość punktów pomiaru ciśnienia statycznego cieczy płynącej w prostym przewodzie, mierzona w kierunku przepływu cm
- L_k - długość kapilary cm
- m - ilość punktów pomiarowych w doświadczeniu -
- m_k - masa kropli cieczy g
- m_p - pochodna zależności $\log h^x$ od t /wzór 24/ s⁻¹
- n - prosta, której wektorem kierunkowym jest jednostkowy wektor normalny do powierzchni swobodnej cieczy
- n - wykładnik potęgowy /parametr reologiczny cieczy o własnościach opisywanych zależnością potęgową/ -
- p - ciśnienie g cm⁻¹ s⁻²
- Δp - spadek ciśnienia na długości L przewodu spowodowany tarciem wewnętrznym płynu g cm⁻¹ s⁻²
- P - dewiatoryowy tensor naprężeń g cm⁻¹ s⁻²
- P_{11} - składowa normalna tensora P w kierunku ruchu cieczy /przy przepływie wiskozymetrycznym/ g cm⁻¹ s⁻²
- P_{22} - składowa normalna tensora P w kierunku niezerowego gradientu prędkości /przy przepływie wiskozymetrycznym/ g cm⁻¹ s⁻²
- P^x - punkt przestrzeni trójwymiarowej $\{a, h, \alpha\}$ mający współrzędne $\{a^x, h^x, \alpha^x\}$
- P_p - wartość pochodnej funkcji uzależniającej $\ln \frac{Q}{4b h^2}$ od $\ln \tau_w$ obliczona jako współcz. kierunkowy prostej /103/

P_p^x / τ_w	-	wartość pochodnej funkcji uzależniającej $\ln \frac{Q}{4b h^2}$ od $\ln \tau_w$ obliczona na podstawie zależności /104/	-
q	-	szybkość objętościowa przepływu na jednostkę szerokości kanału	$\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}$
q_p^x	-	szybkość objętościowa przepływu w punkcie P^x na jednostkę szerokości kanału związana z poślizgiem	$\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$
Q	-	szybkość objętościowa przepływu cieczy	$\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$
Q_m	-	szybkość masowa przepływu cieczy	g s^{-1}
r	-	współrzędna promieniowa cylindrycznego układu współrzędnych	
r_b	-	procent błędu	
r_s	-	promień kołowego poziomego zakończenia stalagmometru	cm
R	-	promień krzywizny przekroju normalnego powierzchni	cm
R_k	-	promień wewnętrzny kapilary	cm
R_m	-	promień wewnętrzny rurki manometrycznej	cm
R_w	-	promień cylindra wewnętrznego reometru rotacyjnego	cm
R_z	-	promień cylindra zewnętrznego reometru rotacyjnego	cm
R_1	-	promień walca	cm
s	-	stosunek promienia cylindra zewnętrznego do promienia cylindra wewnętrznego w reometrze rotacyjnym	-
S	-	obszar przekroju poprzecznego warstwy cieczy w kanale	cm^2
t	-	czas	s
t_o	-	czas przepływu w kapilarze określonej objętości rozpuszczalnika	s

t_1	- czas przepływu w kapilarze określonej objętości roztworu polimeru	s
t_t	- temperatura	$^{\circ}\text{C}$
U	- prędkość liniowa cieczy w przekroju wlotowym przewodu	cm s^{-1}
v	- prędkość liniowa	cm s^{-1}
v_m	- średnia prędkość liniowa cieczy w kapilarze; $v_m = \frac{Q}{\pi R_k^2}$	
v_p	- prędkość poślizgu	cm s^{-1}
V_k	- objętość kropli	cm^3
w	- odległość od ściany kapilary	cm
x, y, z	- współrzędne układu kartezjańskiego	
y_m	- położenie menisku w rurce manometrycznej	cm
y_{m0}	- położenie menisku w rurce manometrycznej w stanie równowagi	cm
z	- wykładnik potęgowy /wzór 35/	-
α	- kąt nachylenia kanału do poziomu	stopnie
β	- współczynnik poślizgu /wzory /17/ i /15//	$\text{cm}^2 \text{s g}^{-1}$
$\beta_c(\tau_w)$	- skorygowany współczynnik poślizgu	cm s g^{-1}
β_k	- zmodyfikowany współczynnik poślizgu	$\text{cm}^{2+2} \text{s g}^{-1}$
$\dot{\gamma}$	- szybkość ścinania	s^{-1}
$\dot{\gamma}_w$	- szybkość ścinania przy ścianie ograniczającej strumień cieczy	s^{-1}
δ	- symbol Kroneckera	
$\bar{\delta}$	- odchylenie standardowe mierzonych wartości lepkości	$\text{g cm}^{-1} \text{s}^{-1}$
δ_p	- grubość warstewki przyściennej cieczy o odmiennych własnościach reologicznych	cm
δ_p/c	- grubość zaadsorbowanej warstewki polimeru	cm
Δ	- podwojony tensor szybkości odkształceń	s^{-1}
η	- lepkość zredukowana roztworu polimeru	
$[\eta]$	- lepkość właściwa /wewnętrzna/ roztworu polimeru	

θ	- kąt zwilżania	stopnie
μ	- współczynnik lepkości dynamicznej	$\text{g cm}^{-1} \text{s}^{-1}$
μ_s	- lepkość rozpuszczalnika	$\text{g cm}^{-1} \text{s}^{-1}$
ν	- współczynnik lepkości kinematycznej	$\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$
ρ	- gęstość	g cm^{-3}
σ	- wielkość sigma charakteryzująca efekty przyścienne w reometrze kapilarnym /wzór 5/	$\text{cm}^2 \text{s g}^{-1}$
σ_0	- graniczna wartość wielkości sigma dla kapilary o promieniu zerowym	$\text{cm}^2 \text{s g}^{-1}$
σ	- moduł wektora napięcia powierzchniowego	g s^{-2}
τ	- tensor naprężeń mający składowe $\tau_{1,j}$	$\text{g cm}^{-1} \text{s}^{-2}$
τ_c/D	- krytyczne naprężenie /składową styczną przy ścianie kapilary/ przejścia od poślizgu ujemnego do dodatniego	$\text{g cm}^{-1} \text{s}^{-2}$
τ_w	- składowa styczna naprężenia przy ścianie ograniczającej strumień cieczy	$\text{g cm}^{-1} \text{s}^{-2}$
τ_y	- graniczne naprężenie styczne płynięcia	$\text{g cm}^{-1} \text{s}^{-2}$
Φ	- płynność pozorna zdefiniowana dla ścianania w reometrze rotacyjnym /wzór 88/	cm s g^{-1}
Φ_k	- płynność pozorna zdefiniowana dla przepływu w kapilarze /wzór 10/	cm s g^{-1}
Ω	- prędkość kątowa cylindra wewnętrznego reometru rotacyjnego	rad s^{-1}



Biblioteka Instytutu Chemii Fizycznej PAN

F-B.151/76/1



70000000012651